

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Géophysique**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Benoît de Cacqueray

Thèse dirigée par **Philippe Roux**

et codirigée par **Michel Campillo** et **Stefan Catheline**

préparée au sein **l'Institut des Sciences de la Terre**
et de **Terre Univers Environnement**

Dispositifs géophysiques en laboratoire

Ondes de surface, traitement d'antennes et
haute densité spatiale

Thèse soutenue publiquement le **17 décembre 2012**,
devant le jury composé de :

Monsieur, Nikolai Shapiro

Directeur de recherche, CNRS, Président

Monsieur, Philippe Cote

Directeur de recherche, Ifsttar, Rapporteur

Monsieur, Julien de Rosny

Chargé de recherche, CNRS, Rapporteur

Monsieur, Jean-Luc Boelle

Responsable R&D acquisition et traitement sismique, TOTAL, Examineur

Monsieur, Julien Meunier

Géophysicien Expert, CGGVeritas, Examineur

Monsieur, Philippe Roux

Directeur de recherche, CNRS, Directeur de thèse

Monsieur, Michel Campillo

Professeur de l'UJF, Co-Directeur de thèse

Monsieur, Stefan Catheline

Directeur de recherche, INSERM, Co-Directeur de thèse



Remerciements

Pour commencer, je voudrais remercier CGG Veritas, ma société, qui au travers de mes responsables Jean-Jacques Postel, Julien Meunier, Jean-Charles Ferran et Thomas Bianchi m'a fait confiance pour me lancer dans ce projet. Je les remercie également de m'avoir soutenu, que ce soit pour orienter le projet, évaluer les résultats ou obtenir des moyens de travail.

J'ai été particulièrement bien accueilli à ISTerre, à commencer par mes encadrants. Merci à Philippe Roux, mon directeur de thèse, pour son enthousiasme scientifique, sa disponibilité au quotidien, ses encouragements et sa confiance au moment de choisir une direction d'étude. Merci également à Michel Campillo, co-directeur de thèse, grâce à qui j'ai pu passer de la géophysique à la sismologie et dont les remarques m'ont permis d'élargir mon sujet à de multiples reprises. Merci enfin à Stefan Catheline, co-directeur de thèse également, avec qui j'ai pu affronter la réalité des gels et la physique des milieux visqueux.

Je remercie Philippe Cote et Julien de Rosny d'avoir accepté de relire ma thèse en tant que rapporteurs, ainsi que Jean-Luc Boelle, Nikolai Shapiro et Julien Meunier comme examinateurs.

J'ai pu bénéficier de l'environnement efficace et compétent du laboratoire. Merci en particulier à Adeline Richard pour son aide dans les réalisations techniques, Karine de Palo, Jacques Pellet, Jean-Marc Nicole et Christine Bigot de l'Ecole Doctorale, grâce à qui l'administration peut s'avérer être une réalité fluide, Jean-Paul Masson pour l'introduction aux différents ateliers et machines. Je n'oublie pas Patrick Fulconis et Hafid Bouchafa qui m'ont doté de bons outils informatiques même à distance.

L'environnement des doctorants a été un atout de choix pour passer de bons moments dans ces années studieuses. Citons l'équipe du déjeuner de 12h47 avec Amir, Aurore, Matthieu, Diane, Florent, Aurélien, Cathy, Ainhua, Pierre, Thomas, Guénolé, Yohannes et al.

Il arrive aussi que l'on travaille ensemble... Merci à Pierre Boué sans qui je serais peut-être encore en train de démêler les subtilités d'un lancement de code en parallèle sur les serveurs de l'Université et avec qui nous avons abordé l'intéressant problème de représenter en deux dimensions des résultats qui en comptent cinq.

Je remercie également la société Shell pour m'avoir permis de travailler sur des données réelles ainsi que Kees Hornman pour l'autorisation de publication.

Merci à Grégoire Le Touzé pour le temps passé à m'initier à la haute résolution et à discuter de mes résultats ainsi qu'à Julien Cotton et Ali Zorgani pour le prêt de jeu de données. J'ai pu enrichir mon travail et ma culture grâce à Antonio Pica, Gilles Lambaré, Philippe Herrmann à Massy ainsi que Jean Virieux, Jérôme Mars, Romain Brossier et Vincent Rosseto à Grenoble.

Je garde un très bon souvenir de la mission en Auvergne à taper sur le sol avec une masse vers 3h du matin... Merci Eric Larose pour cette belle équipée et la place de choix dans son bureau.

Et mille mercis à Anne-Solenne, ma femme préférée, qui a accepté de faire plus de 20 000 km en TGV pour que je puisse terminer cette thèse dans les meilleures conditions, pour cela et pour le reste bien sur.

Résumé

La sismique pétrolière est un domaine d'innovation continu depuis plus d'un siècle. Une part importante des études concerne la séparation des différentes ondes se propageant dans le milieu exploré, en particulier la séparation des ondes de surface d'avec les ondes de volume.

A petite profondeur, les ondes de surfaces servent à la tomographie et permettent d'imager la proche surface. Quand la prospection est tournée vers les grandes profondeurs - soit 95% de l'industrie géophysique - ces ondes masquent les ondes de volume qui contiennent les informations sur les couches profondes. Il est donc fondamental de pouvoir s'en affranchir et l'étape de séparation est des plus importantes.

Les ondes de surface peuvent cependant être utilisées pour une meilleure connaissance de la proche surface, ce qui permet d'en déduire des paramètres utilisables pour améliorer l'imagerie en profondeur. La recherche s'est renouvelée dans ce domaine du fait de l'impulsion récente donnée par l'imagerie sismique passive à partir du bruit sismique ambiant ou la mise en place de nouvelles géométries d'acquisition.

En parallèle, l'étude des champs pétroliers existants pour une meilleure exploitation tend à se développer dans l'industrie. L'imagerie 4D (i.e. l'imagerie 3D répétée dans le temps calendaire et appliquée à la surveillance de réservoir) devient dès lors une activité clé pour la recherche. Elle permet l'estimation des variations des paramètres du sous-sol.

Le travail de thèse réalisé est issu des constatations suivantes :

1. En dépit de travaux très riches, les ondes de surface représentent encore un sujet d'investigation important en exploration géophysique.
2. Les expérimentations à l'échelle du laboratoire restent relativement peu usitées en géophysiques, en particuliers pour des études impliquant un grand nombre de points de mesure.

La première partie de la thèse a permis de valider un environnement de laboratoire adapté à l'étude des ondes de surface, en particulier la mise en évidence d'un mélange « ondes de surface – ondes de volume » analogue à celui rencontré lors d'acquisitions terrestres. Ceci a pu être réalisé grâce à des gels d'Agar-agar de forte densité et la mise en place d'une chaîne d'acquisition automatisée impliquant des réseaux de sources et de récepteurs denses.

Une deuxième partie a permis de séparer les ondes de surface et les ondes de volume à l'aide de traitements d'antennes. Après séparation des ondes, il devient possible de suivre leurs variations de temps d'arrivées en présence de modification du milieu en surface et/ou en profondeur comme pour une surveillance de réservoir (4D). Une étude 4D complète a permis de suivre non seulement les variations de temps d'arrivées mais également les variations d'amplitude et de directions de départ et d'arrivée des ondes. Une méthode pour compenser les variations de vitesses parasites de la proche surface a été développée. Cette étude a été adaptée à des données terrains.

Les profils de vitesse rencontrés sur le terrain font état de vitesses relativement faibles en surface. En conséquence les différentes ondes de volume issues de la profondeur arrivent avec des angles d'incidences faibles et voisins les uns des autres. Les méthodes classiques de séparation d'ondes étant souvent inefficaces dans ces conditions, un chapitre a été consacré à l'étude des algorithmes de haute résolution dans le cadre de l'exploration sismique.

Enfin, grâce à la haute densité spatiale de points d'acquisitions autorisée par l'environnement mise en place, une comparaison de deux dispositifs - l'un théoriquement idéal mais peu réaliste et l'autre économiquement viable sur le terrain mais moins efficace - a permis de s'attaquer au problème des ondes réfléchies sur des diffractants en surface qui perturbent beaucoup les acquisitions actuelles. Une nouvelle solution de filtrage a été proposée pour le deuxième cas.

Abstract

Separating the various waves propagating in a medium, and in particular, separating body waves from surface waves, has been an ongoing goal for seismic exploration for more than a century.

In near-surface depths, surface waves are useful for tomography. Near-surface imaging becomes possible if these waves are well-modeled. When exploration is dedicated to depth – which is the case for more than 95% of seismic exploration business – the surface waves mainly hide body waves that contain information related to the depth. Body and surface wave separation then becomes a fundamental task.

In these situations, the surface waves can nevertheless be used to gain knowledge of the near surface. It allows us to compute parameters that in turn serve to improve depth imaging. Important developments in this domain of research are due to the recent boost provided by passive seismic imaging from ambient noise and new acquisition designs based on high-density receivers. In parallel, the study of oil fields for exploitation optimization is growing as a new industrial development axis. The mastery of 4D (i.e., three spatial dimensions + time) imaging has become a key research activity in which subsurface parameters are estimated and monitored.

This PhD thesis is based on the following remarks :

1. Despite existing in-depth work, surface waves are still an important research issue in seismic exploration.
2. The number of laboratory-scale experiments is relatively few, especially for those concerning high-density acquisition design.

The first step has been dedicated to the implementation and validation of an acquisition environment in the laboratory, adapted for surface wave study and a high-density receiver configuration. Using Agar-agar phantoms, a mix of S-body waves and Rayleigh surface waves comparable to the field P-body wave and Rayleigh wave mix has been observed.

Using array processing, wave separation has been successfully demonstrated. After wave separation, it becomes possible to follow arrival time variations in presence of surface and/or depth velocity variations in the medium, as in reservoir monitoring conditions. A complete 4D study has been performed, allowing not only the arrival time monitoring but also the launch and arrival directions and amplitude variations. A method has been proposed to compensate arrival time variations due to parasite near-surface velocity fluctuations. An adaptation of the method on a field dataset is then performed.

In general, velocity profiles on the field show weak velocities in the subsurface. As a consequence, the various waves coming from the depth have weak incidence angles that are comparable in value. Classical separation methods using array processing are often insufficient for such an incidence angle set. For this reason, a part of this work has been dedicated to the study and adaptation of high-resolution algorithms in the context of seismic exploration.

Taking advantage of the high-density receiver configuration allowed by the laboratory environment, a comparative study of two designs has been performed to address the scattered waves filtering issue. The first design is theoretically ideal but somewhat unrealistic and the second one is more economically viable but less efficient. A new filtering method has been proposed to enhance the scattered waves filtering for the second design.

Table des matières

I	Sismique terrestre	12
1	Généralités	12
1.1	Prospection sismique	12
1.2	Impact des ondes de surface	14
2	Sismique réflexion	15
2.1	Description	15
2.2	Ondes de surface en géophysique	17
2.3	Séparation d'ondes	17
3	Expérimentations à l'échelle du laboratoire	18
4	Conclusion	20
II	Environnement expérimental	21
1	Eléments théoriques	21
1.1	Rappel des équations en milieu isotrope	21
1.2	Ondes de Rayleigh	22
2	Banc de mesures	22
2.1	Emission	22
2.1.1	Signal émis	22
2.1.2	Pot vibrant et membrane	23
2.1.3	Pastille piézo-électrique	23
2.1.4	Signal reçu	24
2.1.5	Bruit aléatoire	26
2.2	Réception	31
2.2.1	Accéléromètres	31
2.2.2	Laser	32
2.2.3	Surfaces réfléchissantes	33
2.3	Chaine d'acquisition	34
2.3.1	Interactions des équipements	34
2.3.2	Multiplexage à la réception	35
2.3.3	Multiplexage des sources	36
2.4	Optimisations et performances	38
2.4.1	Nouveaux modules développés	38
2.4.2	Performances	38
3	Propagation dans les gels d'Agar-agar	41
3.1	Caractéristiques des gels et propagation	42
3.1.1	Vitesses des ondes S et P	42
3.1.2	Mesure des ondes de volume	43
3.1.3	Caractérisation des ondes de surface	44
3.1.4	Ondes converties	46

3.2	Fabrication	47
3.3	Tests préliminaires	47
3.3.1	Acquisition monocomposante	47
3.3.2	Caractérisation des ondes de Rayleigh	47
3.3.3	Imperfections de la source	49
3.4	Conclusion	53
III	Double formation de voie en laboratoire	54
1	Traitement d'antennes	54
1.1	Introduction	54
1.1.1	Description	54
1.2	Théorie	55
1.2.1	Formation de voie	55
1.2.2	Repliement spatial	57
1.2.3	Antennes 2D	58
1.2.4	Double formation de voie	60
1.3	Vespagramme et visualisation	61
1.3.1	Visualisation 3D en angle	61
1.3.2	Visualisation en lenteur	63
2	Séparation d'ondes par double formation de voie	64
2.1	Dispositif utilisé	64
2.2	Séparation et identification des ondes	65
2.2.1	Résultats en lenteur	65
2.2.2	Résultats en angle	66
2.2.3	DFV inverse et extraction des ondes	69
2.2.4	Mesure de l'atténuation	70
2.2.5	Dispositif passif	71
2.3	Discussion et conclusion	71
2.3.1	Repliement spatial	71
2.3.2	Couplages des sources	71
2.3.3	Antennes et sismique pétrolière	72
IV	Monitoring 4D	74
1	Introduction et enjeux	74
2	Mise en oeuvre expérimentale	75
2.1	Taille de l'antenne	75
2.1.1	Problème à résoudre	75
2.1.2	Comparaison des antennes	76
2.2	Contrôle des variations de vitesse	77
2.2.1	Contraintes	77
2.2.2	Mise en oeuvre	77
2.3	Résultats de la double formation de voie	79

3	Traitements et résultats	81
3.1	Approche théorique	81
3.2	Résultats	83
3.2.1	Variations de vitesse en profondeur et en surface	83
3.2.2	Correction à partir des données	85
3.2.3	Discussion	86
3.3	Compensation de variation globale	89
3.4	Suivi multi-paramètres	91
3.4.1	Suivi en incidence/lenteur	91
3.4.2	Suivi en azimuth	92
3.4.3	Compensation	93
4	Test sur données terrains	94
4.1	Description de la mission	95
4.1.1	Dispositif	95
4.2	Double formation de voie	97
4.2.1	Choix des antennes	97
4.2.2	Normalisation	98
4.2.3	Formation de voie	98
4.3	Suivi des variations	99
4.3.1	Identifications des ondes	99
4.3.2	Suivi des temps d'arrivées	100
4.3.3	Suivi des amplitudes	101
4.3.4	Suivi des lenteurs	102
5	Conclusion et perspectives	103
V	Haute résolution	104
1	Introduction théorique	104
1.1	Description	105
1.2	Bartlett	105
1.3	MVDR	107
1.4	MUSIC	109
1.5	Adaptation large bande et temps de propagation	109
1.6	Espérance et signaux corrélés	111
1.6.1	Lissage spatial	111
1.6.2	Lissage fréquentiel	112
2	Application aux données	113
2.1	Résultats en 3D sur données synthétiques	113
2.1.1	Données synthétiques	113
2.1.2	Données réelles	115
2.2	Résultats en 5D	117
2.2.1	Données synthétiques	117
2.2.2	Données réelles	119
2.2.3	Conclusion	120

VI	Éléments diffractants	123
1	Introduction	123
1.1	Dispositif d'acquisition	123
1.2	Traitements et résultats	124
1.2.1	Données brutes	124
1.2.2	Résultats	125
2	Dispositifs 3D	127
2.1	Filtrage fk	128
2.2	Comparaison des dispositifs	129
2.3	Traitements et résultats	133
2.3.1	Filtrage fk 3D classique	133
2.3.2	Application aux données	135
2.3.3	Algorithme proposé	137
2.3.4	Changement de référentiel	138
2.3.5	Localisation des diffractants	139
2.3.6	Résultats	140
3	Conclusion	142

Notations et abréviations

ALU	Antenne linéaire uniforme
DFV	Double formation de voie
MVDR	Minimum Variance Distorsionless Response
RSB	Rapport signal sur bruit
SVD	Singular Values Decomposition
1D/nD	Une dimension / n dimensions
2C/3C	Deux ou trois composantes
$\Gamma_{x,y}$	Corrélation des signaux $x(t)$ et $y(t)$
λ	Suivant le contexte : premier coefficient de Lamé ou longueur d'onde
μ	Second coefficient de Lamé (i.e. module de cisaillement)
ϕ	Azimuth
ϕ_r	Azimuth côté réception
ϕ_s	Azimuth côté source
ρ	Masse volumique
τ	Décalage temporel
C_r	Centre de l'antenne réceptrice
C_s	Centre de l'antenne source
θ	Angle d'incidence
θ_r	Angle d'incidence côté réception
θ_s	Angle d'incidence côté source
D	Vecteur directionnel
f	Fréquence
K	Matrice spectrale
S	Matrice résultante de la DVF
t	Temps
u	Suivant le contexte : lenteur ou déplacement d'une particule
V	Vitesse

Première partie

Sismique terrestre

1 Généralités

1.1 Prospection sismique

Pour bien situer le contexte de cette étude, il convient de rappeler les principales étapes de la prospection sismique. L'objectif est de réaliser une image du sous-sol afin d'en représenter les structures et les caractéristiques avec le plus de précision possible. Pour cela, les ondes acoustiques et élastiques constituent un outils privilégié qui permet d'obtenir des informations sur le sous-sol jusqu'à des profondeurs de 10 km et plus. Le principe est celui de l'échographie.

La première étape consiste donc à « éclairer » le sous-sol en y envoyant des ondes de la surface ou de la proche-surface à l'aide de sources généralement artificielles (camion vibreur, dynamite). Les ondes qui partent vers la profondeur sont les ondes de volume. Ces ondes se propagent dans les couches du sous-sol avec des vitesses qui varient pour chaque milieu et se réfléchissent sur les différentes interfaces rencontrées. Celles qui reviennent vers la surface sont porteuses d'informations caractéristiques du trajet effectué, liées en particulier à leur temps d'arrivée. Des récepteurs en surface permettent d'enregistrer les mouvements du sol provoqués par ces ondes et le travail consiste ensuite à retrouver dans ces enregistrements les propriétés du sous-sol qui y sont cachées.

Cette étape qui regroupe l'émission, la propagation et la réception est appelée « acquisition ».

L'étape suivante - appelée aussi pré-traitement - comporte elle aussi différentes phases. Nous ne mentionnerons que les principales. Dans un premier temps un « nettoyage » des données est effectué. On va par exemple filtrer le bruit ambiant, c'est à dire tous les phénomènes extérieurs qui induisent une réponse des récepteurs non liée à la propagation des ondes d'intérêts. Certaines ondes, comme les ondes de surface, sont émises par le dispositif lui-même et doivent aussi être filtrées. Des corrections d'amplitudes sont également effectuées.

Une phase importante est l'analyse des vitesses qui permet d'avoir une estimation de la vitesse des ondes en fonction des temps d'arrivées.

La phase dite de « correction des statiques » permet de compenser les aléas de la proche surface qui sont à l'origine de modifications des temps d'arrivées. Il s'agit principalement des variations d'altitudes des sources ou des récepteurs - paramètres que l'on peut aisément connaître

- mais aussi des fortes variations de vitesses dans la proche surface.

Vient ensuite la phase de sommation (ou *stack*). Si l'on considère un point M à une interface du sous-sol [fig. 1(a)], il est possible d'imager ce point en plaçant une source S à sa verticale et en enregistrant en R le signal réfléchi à l'interface. En général, si l'opération est effectuée une seule fois, l'énergie est insuffisante. On peut répéter l'opération plusieurs fois et sommer les enregistrements - ou traces - mais cela prend du temps. Il vaut mieux considérer que pour une émission de signal donnée, de nombreux récepteurs enregistrent la réponse du sol à différents emplacements. Ainsi, le point M peut être imagé par les couples source-récepteur (S_1, R_1) ou (S_2, R_2). On notera qu'en raison de la distance source-récepteur (ou offset) qui n'est plus nulle, les trajets sont plus longs. Mais ces variations de temps de trajet peuvent être corrigés grâce à la connaissance de l'offset et de la vitesse du milieu. L'offset - x_1 dans le cas du couple source-récepteur (S_1, R_1) - est mesuré à la surface et la vitesse est connue grâce à l'analyse de vitesse précédente. Après correction de ces différences de temps de trajet, on peut sommer les traces pour obtenir un meilleur signal. La collection de traces à offset nul ainsi sommées permet d'obtenir une première coupe sismique.

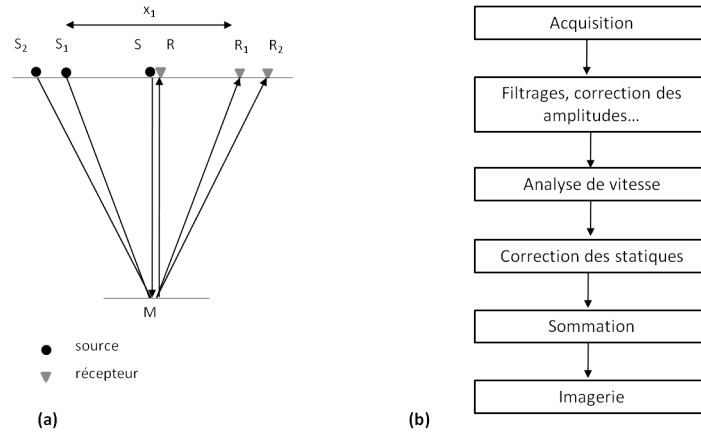


FIGURE 1: (a) Image d'un point par sommation (b) Principales étapes de la sismique réflexion (*modifié d'après* [Mari et al. 2001])

Toutes les étapes évoquées sont résumées figure 1(b). Certaines comportent des opérations complémentaires que nous n'avons pas cité et peuvent être itérées pour améliorer les résultats. [Yilmaz 1987, Mari et al. 2001] par exemple, exposent avec bien plus de détails ces étapes.

L'imagerie permet de retrouver une section en impédance acoustique. En premier lieu, l'inversion tomographique permet d'obtenir un modèle de vitesse lissé. L'étape de migration permet de passer d'une section sismique sommées (à offset nul) à une section qui rend compte des structures géologiques. Cette opération permet principalement de corriger les temps d'arrivées en cas de pendage et d'enlever les hyperboles de diffractions. La section migrée peut-être présentée en fonction du temps ou de la profondeur (on parlera de migration en temps ou en profondeur). De nombreuses méthodes ont été développées depuis les premiers travaux de [Hagedorn 1954] en une dimension, de [Claerbout 1970] à l'aide d'éléments finis ou de [Schneider 1978] à l'aide des intégrales de Kirschhoff pour 2 et 3 dimensions. L'inversion est également un domaine de recherche à part entière [Tarantola 1987]. A l'aide des sections migrées et du modèle de vitesse lissé, l'inversion dite stratigraphique permet de retrouver les impédances acoustiques. Certaines méthodes utilisent tout ou partie des temps d'arrivées. D'autres plus récentes et très promet-

teuses utilisent l'inversion complète de la forme d'onde et expliquent les temps d'arrivées et l'amplitude (*Full Waveform Inversion* ou FWI dans la littérature).

Le processus d'inversion se fait à l'aide d'un modèle de départ et les dernières techniques évoquées sont particulièrement sensibles à ce modèle. Ainsi, les étapes d'acquisition et de pré-traitement deviennent d'autant plus déterminantes pour l'imagerie car elles conditionnent fortement la qualité des résultats finaux. En particulier, le modèle de la proche surface est un des points délicats à traiter.

Dans le travail effectué, qui est une étude en laboratoire, nous avons ciblé l'acquisition et une partie du pré-traitement. Un système d'acquisition complet à l'échelle du laboratoire a été mise en place. Dans la phase de pré-traitement, nous avons essayé principalement de nous affranchir des effets gênants des ondes de surface. En dépit des progrès effectués depuis de nombreuses années, ces dernières peuvent encore dégrader significativement les résultats de l'imagerie.

1.2 Impact des ondes de surface

Ce projet aborde un sujet vaste puisque l'étude des ondes de surface est aussi ancienne que la sismique. Les ondes de surfaces sont extrêmement énergétiques. Elles constituent généralement la partie la plus énergétique du bruit sismique (jusqu'à 70% de l'énergie propagée). Aussi, depuis des décennies, l'étude des ondes de surface est indissociable de l'exploration pétrolière. De nombreux algorithmes permettent de les filtrer ou de les modéliser afin de les utiliser ou les supprimer au mieux. La recherche est particulièrement active dans ce domaine, renforcée par l'impulsion récente donnée par l'imagerie sismique passive à partir du bruit sismique ambiant.

En sismologie, les plus récentes études à l'aide des ondes de surface utilisent des récepteurs mesurant les trois composantes du déplacement (3C). Ces enregistrements permettent la caractérisation de l'anisotropie et de l'incertitude grâce à une mesure redondante de l'onde de Rayleigh [Ritwoller et al. 2011]. Moyennant quelques précautions du fait de la différence de niveau de bruit sur les différentes composantes, l'utilisation simultanée des ondes de Love et de Rayleigh devient envisageable.

Dans le domaine de la sismique pétrolière, les ondes de surface sont essentiellement considérées comme un bruit qu'il convient de réduire. Leur aspect est très variable car lié aux structures de la proche surface. Leur traitement relève souvent d'une étude spécifique à chaque nouveau jeu de données et les champs d'amélioration sont très vastes. Leur étude se fait généralement à partir de données terrains couplées à des modèles mathématiques.

Dans le cas de données réelles, la structure du terrain est mal connue et la modélisation des ondes de surface est imparfaite. Pour la simulation numérique, les aléas du terrain ne sont pas ou peu représentés par le modèle. D'où l'idée d'une étude dite « petite échelle » en partenariat avec l'Institut des Sciences de la Terre (ISTerre) connu pour ses contributions dans ce domaine (sismologie, océanographie, ...). En interne de CGGVeritas, de nombreux outils existent pour la modélisation et le filtrage des ondes de surfaces. Certains sont connus depuis longtemps (filtrage fk 2D et plus récemment 3D) d'autres connaissent encore des développements récents [Le Meur et al. 2010]. Néanmoins, les ondes de surfaces étant très énergétiques et très dépendantes de la proche surface qui est en général complexe et que l'on cherche à connaître au même titre que les autres couches, les plages d'améliorations restent substantielles dans bien des cas.

2 Sismique réflexion

2.1 Description

Le contexte de l'étude repose principalement sur une adaptation à l'échelle du laboratoire d'expériences de sismique réflexion. La sismique réflexion est une des techniques d'exploration et d'imagerie du sous-sol à l'aide d'ondes acoustiques et élastiques. Son origine remonte à plus d'un siècle. Une onde est envoyée dans le sous-sol et une série de récepteurs enregistre la réponse du sol à cette onde. L'acquisition de ces signaux et leur traitement permet de construire des images représentatives des particularités du sous-sol. On va ainsi pouvoir détecter différentes couches dans le sous-sol en particulier grâce à la différence de vitesse d'une couche à l'autre. En effet, d'après la loi de Descartes, une onde arrivant à une interface séparant deux milieux de vitesses différentes va se partager en une onde transmise et une onde réfléchie ou réfractée. Ce sont ces différentes réflexions remontant vers la surface et enregistrées par les récepteurs qui permettent d'imager le milieu. En général, l'onde est générée par des dispositifs vibrants déployés sur le terrain. Il s'agit principalement de camions vibrateurs ou d'explosifs. Plus rarement, on utilisera une masse projetée sur le sol ou qu'on laissera chuter. Des techniques plus récentes permettent aussi d'utiliser le bruit ambiant sous certaines conditions.

La figure 2 représente une synthèse d'un cas simplifié. Une source émet au point S une onde sphérique. Cette onde se propage dans toutes les directions dans la première couche du sol à la vitesse V_1 . On peut représenter par une flèche noire certains trajets ou rais de l'onde. Par exemple, le premier trajet remarquable est celui le long de la surface selon la direction SC.

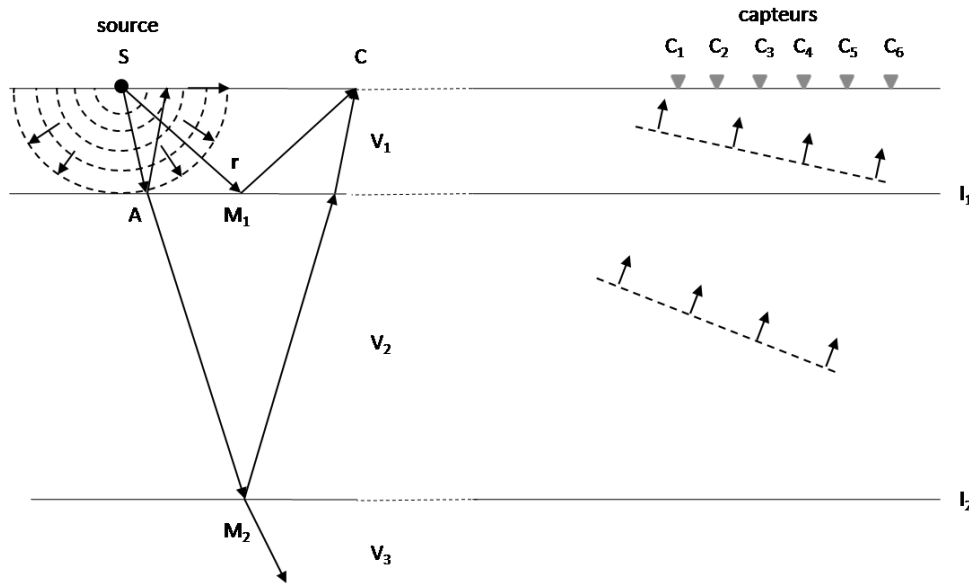


FIGURE 2: Sismique réflexion. (S) Source ponctuelle émettant des ondes dans un milieu à couches. (V_1 à V_3) Vitesses des trois couches représentées. (C) récepteur distant de quelques longueurs d'ondes ou moins de S. Demi-cercles en pointillés : fronts d'ondes sphériques. A plus grande distance (ligne pointillée), le front d'onde devient plan. (I_1) et (I_2) Interfaces entre deux couches.

A l'interface I_1 avec la seconde couche, le rayon r atteint l'interface au point M_1 . A cet endroit, une partie de l'énergie est réfléchiée et un rai remonte vers la surface vers le récepteur C. Si la vitesse est constante le trajet est symétrique (SM_1C isocèle) et M_1 se trouve sur la médiane de SC. On dira que M_1 est un *point milieu* (Common Mid Point ou CMP dans la littérature). Ainsi, si un signal sismique est émis en S dans toute les directions une portion de ce signal arrive en C après être passée en M_1 au bout d'un temps qui dépend de l'offset, de la vitesse de la couche et de sa profondeur. A l'interface avec une couche, une autre partie de l'énergie est transmise. Ainsi pour le rai qui atteint I_1 en A, un rai transmis se propage à la vitesse V_2 dans la seconde couche jusqu'au point M_2 . Là encore, une partie de l'énergie est réfléchiée et repart vers la surface jusqu'au point C moyennant un nouveau changement de direction à l'interface I_1 . Le point M_2 est un nouveau point milieu et le signal enregistré en C recevra son écho après un temps qui dépend de l'offset, des vitesses dans les deux premières couches et de leur profondeur. Il en va de même pour chaque nouvelle couche et pour chaque paire source/récepteur.

Avec les valeurs de vitesse et de profondeur suivantes :

- $V_1 = 800$ m/s et $h_1 = 100$ m
- $V_2 = 2000$ m/s et $h_2 = 1200$ m
- $V_3 = 4000$ m/s

et en ne considérant que les deux premières réflexions en profondeur, on obtient par simulation les résultats de la figure 3 pour une onde émise en S et des récepteurs espacés de 25 m. Le récepteur C0 est placé à côté de la source et le récepteur C à 50 m.

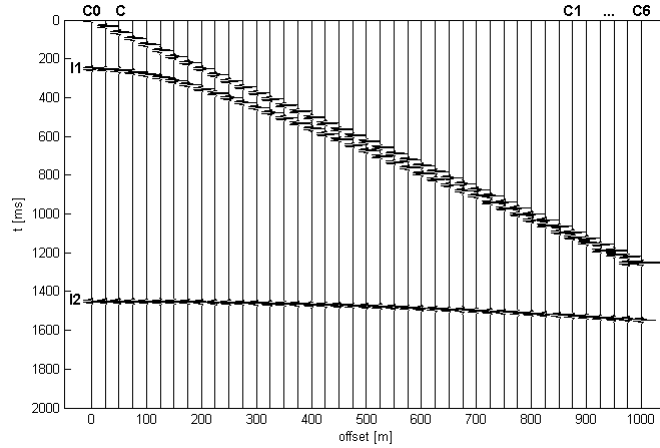


FIGURE 3: Exemple d'enregistrement. C0 : trace enregistrée au niveau de la source S de la figure 2, C, C1, C2...C6 : traces correspondant aux récepteurs de mêmes noms figure 2. I1 et I2 : réflexions générées aux interfaces I1 et I2 de la figure 2.

Les angles caractérisant les directions et les énergies des rais créés aux interfaces peuvent être calculés à l'aide des lois de Snell-Descartes et de conservation de l'énergie. Ces opérations de fractionnement de rais se répètent à chaque nouvelle interface. De nombreuses ondes se propagent donc dans le milieu et les récepteurs disposés sur le sol vont recevoir des signaux correspondants à chacune d'elle en fonction des différentes couches et de leurs vitesses respectives. Quand les récepteurs sont éloignés de la source, les fronts d'ondes peuvent-être considéré comme plan.

Les signaux enregistrés permettent d'obtenir des images en deux ou trois dimensions du sous-sol (2D et 3D). Il est possible d'imager plusieurs fois la même zone pour observer l'évolution du sous-sol au cours du temps. On parlera d'imagerie 4D.

2.2 Ondes de surface en géophysique

A petite profondeur, les ondes de surface sont utilisables à des fins tomographiques. Bien les connaître et les modéliser permet de connaître et d’imager la proche surface. Quand la prospection est tournée vers les grandes profondeurs – ce qui correspond à 95% de l’industrie géophysique – ces ondes masquent les ondes de volume qui contiennent les informations sur les couches profondes. Il est donc fondamental de pouvoir s’en affranchir et l’étape de séparation est des plus importantes. Dans ces situations, ces ondes peuvent aussi être utilisées pour une meilleure connaissance de la proche surface. Il est alors possible d’en déduire des paramètres utilisables pour améliorer l’imagerie en profondeur.

Éliminer les ondes de surface est possible grâce au filtrage en vitesse dit “fk”. Ce filtrage - présenté partie VI - est efficace, en particulier pour l’onde directe. Dans le cas d’hétérogénéités en surface, l’onde directe peut être diffractée avec une puissance importante. Il faut alors s’affranchir de ces ondes diffractées qui sont aussi des ondes de surface. Le filtrage en vitesse reste efficace dans le cas d’un échantillonnage “idéal” du terrain. Cela suppose que pour une source donnée, le terrain soit échantillonné en tous points de façon uniforme ce qui représente un nombre de récepteurs colossal dans le cadre des explorations actuelles. Des dispositifs d’acquisition alternatifs permettent un déploiement de matériel compatibles avec les financements actuels. C’est par exemple le cas du « *cross-spread* » ou des lignes de sources espacées de quelques centaines de mètres croisent des lignes de récepteurs. Cependant, les propriétés de tels dispositifs diffèrent du cas de l’échantillonnage en tous points. En particulier, le filtrage en vitesse des ondes de surface diffractées perd de son efficacité.

En parallèle, l’étude des champs de pétrole en production tend à se développer pour en améliorer la rentabilité et pourrait constituer un axe significatif de développement de l’industrie. La surveillance de réservoir suppose l’acquisition de plusieurs images d’une même zone à des époques différentes. La tendance actuelle est de réduire le temps écoulé entre deux images et on assiste au développement de dispositifs d’acquisition permanents [Forgues et al. 2011, Cotton et al. 2012]. L’étude des variations des signaux acquis (principalement les variations de temps d’arrivées et les variations d’amplitude) permet une évaluation de la variation des propriétés du milieu. Mais une onde apportant des informations sur la profondeur doit traverser la proche surface dont les variations de vitesse (liées aux conditions climatiques) sont importantes. Ces fluctuations brouillent les variations de temps d’arrivée ou d’amplitude caractéristiques de la profondeur. De plus, les ondes issues de la profondeur se trouvent mélangées avec les ondes restant en surface qui sont aussi impactées par les variations climatiques. La difficulté d’isoler les variations caractérisant la profondeur de celle de la surface s’en trouve accrue d’autant.

2.3 Séparation d’ondes

La séparation des ondes est donc un domaine important ayant donné naissance à de nombreuses techniques. Elles concernent différents types d’ondes comme le bruit ambiant, les ondes de surface, les multiples... Il n’est pas possible d’en livrer ici une description exhaustive. Mais certaines, parce que très utilisées ou très connues, peuvent être mentionnées. En considérant plus largement les techniques de séparation du signal et du bruit, on peut distinguer deux grandes catégories :

1. Les méthodes de filtrage. On peut parler aussi de méthodes à gabarit. Il s’agit - par projection - de représenter les données initiales dans un autre domaine dans lequel il est possible de réaliser des filtrages grâce à des masques. Les méthodes les plus connues sont le filtrage fk, tau-p, radon [Yilmaz 1987] ou encore le filtrage en ondelette.

2. Les méthodes utilisant une inversion. Certaines, matricielles, décomposent les données en un sous-espace signal et un sous-espace bruit [Mars et al. 2004, Spitz 1991]. La méthode de décomposition en valeurs singulières des données brutes (ou SVD pour *Singular value Decomposition*) ou d'estimation de la matrice spectrale sont à la base de nombreuses méthodes dans cette catégorie. D'autres sont à bases de modélisation des ondes et de soustraction adaptative du modèle [Esmersoy 1988, Pica et al. 2005].

Certains algorithmes, plus récents, utilisent les deux catégories de méthodes dans des proportions qui varient avec le type de données. Ainsi, l'algorithme AGORA [Le Meur et al. 2010] procède en plusieurs temps. Un filtrage (filtre fk par exemple) est appliqué de manière à ne pas toucher au signal et une modélisation-soustraction permet de traiter tout ou partie de l'énergie restante.

Dans notre étude, nous n'effectuons pas d'imagerie et nous situons principalement au niveau de l'acquisition des données et de leur pré-traitement. C'est à ce niveau que s'effectue l'étape de séparation et nous allons chercher principalement à nous affranchir des ondes de surface.

3 Expérimentations à l'échelle du laboratoire

L'idée d'utiliser un modèle sismique pour l'étude des ondes à petite échelle n'est pas nouvelle mais butait sur la difficulté de construire ce modèle et d'observer les ondes élastiques (et non pas seulement acoustiques) qui s'y propagent. L'originalité de ce projet est justement de lever cette difficulté en tirant partie des propriétés des gels tel que l'agar-agar dans lequel les ondes de surface et les ondes de cisaillement se propagent avec des vitesses faibles (de l'ordre de 10 m/s). L'objectif est de recréer ces ondes en laboratoire, dans un milieu mieux connu et maîtrisé qu'un terrain de prospection. Un milieu dans lequel il est possible de recréer différentes imperfections ou couches du sous-sol.

Un des premiers avantages attendu est le gain de temps et de moyens. Une étude de laboratoire à petite échelle peut prendre plusieurs heures, jours voire semaines mais cela représente bien peu en comparaison d'un test terrain : transport de matériel, véhicule, nombre de personnes potentiellement élevé et longue mise en place des installations. La flexibilité est bien plus grande en laboratoire et le passage d'un dispositif à un autre prend là encore relativement peu de temps. Pour autant, on peut constater que les expérimentations de sismique pétrolière en laboratoire sont relativement peu fréquentes jusque dans les dernières années. À partir des années 2000, différentes expérimentations voient le jour. On peut citer [Hayashi et Nishizawa 2001] ou encore les travaux menés à la Colorado School of Mines [Wijk et Levshin 2004]. Précisons que ces études se focalisent généralement sur l'étude des ondes de surface, en particulier la dispersion. En général, le dispositif reste 1D avec une ou plusieurs sources en ligne et un ou plusieurs récepteurs en ligne également. Des expérimentations réalisant des acquisitions marines voient également le jour grâce au consortium Delphi de Delft University of Technology [Blacquièrre et van Veldhuizen 2003].

À partir des années 2007 - 2008, on doit cependant mentionner l'Institut français des sciences et technologies des transports, de l'aménagement et des réseaux (IFSTTAR) qui s'est intéressé à la simulation géophysique à petite échelle au moyen du banc de mesures ultrasonores sans contact (MUSC) [fig. 4(a)]. Ces études concernent essentiellement la proche surface. Parmi les applications présentées, on peut citer : caractérisation mécanique des couches de forme traitées (assises de chaussées) [Bretaudeau 2010], détection et caractérisation de vides, détection et caractérisation géométrique de fondations... Les applications tournées vers la sismique pétrolière sont plus rares mais nous pouvons citer une étude très intéressante de [Campman et al. 2005] sur la suppression des ondes de surface causées par des diffractants.

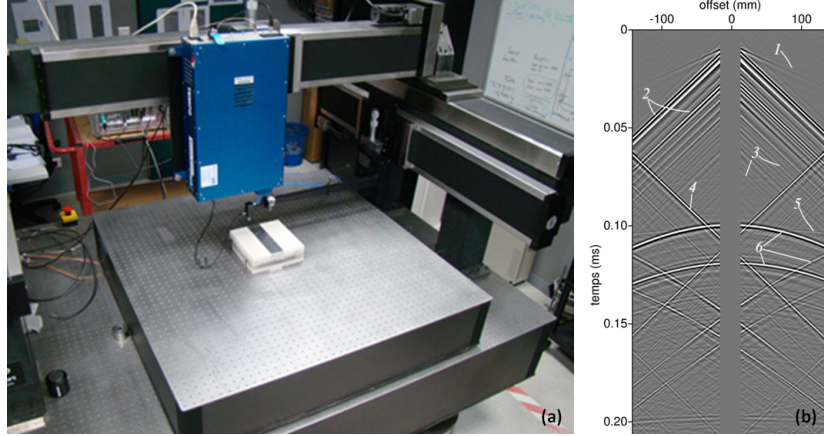


FIGURE 4: Banc de mesures MUSC (a) vue d'ensemble (b) données brutes (1) Onde P directe, (2) Onde de Rayleigh, (3) Ondes P réfléchies par les parois du modèle, (4) Réflexion de l'onde de Rayleigh (sens du dispositif d'acquisition), (5) Réflexion de l'onde P au fond du modèle, (6) Réflexions latérales de l'onde de Rayleigh. *d'après* [Bretaudeau 2010]

Le banc de mesure MUSC travaille essentiellement avec des milieux solides (métaux, résines...). Les vitesses de propagation des ondes y sont élevées (plusieurs km/s). Cela oblige à travailler à des fréquences d'échantillonnage élevées ce qui nécessite l'emploi d'un laser plus coûteux et plus lourd. De fait, il s'agit d'un prototype de la société Bossa Nova dont la mise en oeuvre demande des moyens relativement importants (salle thermostatée, table de mesure massive, robot de déplacement). Une des contraintes liées à ce laser est qu'aux fréquences utilisées (de 30 KHz à 2 MHz) le signal enregistré est très bruité. Il faut donc moyenniser un grand nombre d'acquisitions - de l'ordre de la centaine - pour améliorer la qualité de la mesure. Enfin, les signaux sources étant réalisés par impulsion laser, on ne peut disposer de source au milieu de la zone couverte en réception du fait de l'encombrement du laser [fig. 4(a)] ce qui peut limiter le choix des dispositifs. A ces détails près, on dispose d'un banc complètement automatisé délivrant des résultats d'une qualité remarquable comme on peut le voir sur la figure 4(b). De plus, grâce à une technique récente, ce laser est en passe de fournir une deuxième composante du mouvement (ou mesure 2C) via un seul rayon ce qui rendrait son utilisation d'autant plus intéressante pour l'étude des ondes de surface.

Notre environnement de mesure n'est pas comparable à celui-là puisque nous travaillons sur des gels, avec des équipements moins lourds et des fréquences plus basses. L'utilisation des gels pour l'étude des ondes n'est pas récente [Terada and Tsuboi 1927]. Mais l'utilisation d'outils appropriés dans le passé faisait défaut pour de grandes quantités de mesures ce qui n'est plus le cas aujourd'hui. Ces environnements ont cependant bien trouvé leur place dans les laboratoires en particuliers concernant l'imagerie médicale [Benech et al. 2009]. Dans notre étude, nous avons capitalisé sur une caractéristique importante des gels permettant de se rapprocher des conditions d'exploration en géophysique. En effet, du fait des propriétés des gels tels que l'Agar-agar, on obtient des ondes de volumes S (ou ondes de cisaillement) dont les vitesses de propagation sont proches des ondes de Rayleigh. Une des originalités de notre étude est de tirer partie de ce mélange d'ondes de surface et de volume pour recréer des environnements de type géophysique. Mais d'autres avantages se sont révélés déterminants. Du fait des vitesses faibles des ondes S et des ondes de Rayleigh dans les gels utilisés (autour de 10 m/s) il devenait possible de travailler à des fréquences allant de 10 Hz à 1000 Hz avec un très bon rapport signal sur bruit (RSB)

et des coûts d'électronique réduits. Ainsi, avec des longueur d'onde de quelques mètres - i.e. supérieures à la taille du modèle - les ondes P ne sont pas utilisées dans notre étude, au profit des ondes S. On doit cependant tenir compte de possible conversion PS, mais nous verrons au chapitre suivant que ces ondes ont une très faible puissance. Le tableau ci-dessous permet de mettre en évidence les propriétés de l'agar-agar relativement aux autres contextes, en particulier, les longueurs d'onde centimétriques des ondes S et Rayleigh.

	Sismologie ¹	Géophysique	Acier, Alu.	PVC, Nylon	Agar (3-6%)
F (Hz)	0.02 - 1	5 - 200	50k - 2M	50k - 2M	100 - 1000
V_R (m/s)	300 - 2500	430 - 2400	~2800	~1200	7 - 12
V_S (m/s)	500 - 3k	500 - 2800	~3000	~1400	7 - 12
V_P (m/s)	1000 - 6k	1000 - 4500	5600 - 6400	2000 - 2600	1480
λ_R (m)	300 - 125k	1.5 - 480	$1.4 \cdot 10^{-3}$ - 0.06	$0.6 \cdot 10^{-3}$ - 0.03	0.01 - 0.1
λ_S (m)	500 - 150k	2.5 - 560	$1.5 \cdot 10^{-3}$ - 0.06	$0.7 \cdot 10^{-3}$ - 0.03	0.01 - 0.1
λ_P (m)	1000 - 300k	5 - 900	$2.5 \cdot 10^{-3}$ - 0.1	10^{-3} - 0.05	1.5 - 15

¹Pour des profondeurs < 30 km

TABLE 1: Différentes échelles F : fréquence de travail, V_R : vitesse des ondes de surface, V_S : vitesse des ondes de cisaillement (onde S), V_P : vitesse des ondes de volume (onde P), λ_R : longueur d'onde des ondes de surface, λ_S : longueur d'onde des ondes S, λ_P : longueur d'onde des ondes P.

4 Conclusion

On constate donc que les méthodes à petite échelle sont en passe de se développer. A cheval entre la simulation numérique et l'acquisition de données grandeur nature, elles sont un outils important permettant de se focaliser sur un problème dont on maîtrise une partie des paramètres. Elles constituent un élément important de validation de méthodes car tout en autorisant la vérification *a posteriori* des résultats, elles acceptent une part d'imperfections liées à la propagation réelle des signaux.

Deuxième partie

Environnement expérimental

“Une science à l’âge de ses instruments de mesure” G. Bachelard

1 Éléments théoriques

1.1 Rappel des équations en milieu isotrope

Les ondes acoustiques et élastiques résultent d’un déplacement de particules. Les équations qui en décrivent la propagation sont déduites des équations fondamentales de la dynamique (Lois de Newton) et il est possible de retrouver leur expression dans un grand nombre d’ouvrages. [Aki and Richards 1981] reste une référence pour leur applications à la sismologie ou la géophysique. Ces équations font intervenir des tenseurs de contraintes et de déformations dont le nombre de composantes augmente avec la complexité des couches traversées. Les expériences mises en oeuvre dans cette étude considèrent des milieux homogènes sans source avec de forts degrés de symétries (isotrope). Cela permet de se ramener aux formes simplifiées des équations de propagations [Aki and Richards 1981] :

$$\rho \frac{\partial^2 u_T}{\partial t^2} = \mu \nabla^2 u_T \quad (1)$$

$$\rho \frac{\partial^2 u_L}{\partial t^2} = (\lambda + 2\mu) \nabla^2 u_L \quad (2)$$

où u_T et u_L sont les composantes transverses et longitudinales du mouvement, λ et μ les coefficients de Lamé et ρ la masse volumique.

Les solutions générales sont de la forme $A(x, \omega) \exp(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + j\omega t)$ avec $\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_z)$ vecteur d’onde et \mathbf{r} vecteur position du point d’observation par rapport à la source. $A(x, \omega)$ inclue l’atténuation qui peut être fonction de la distance à la source et de la fréquence. Pour une onde de surface, l’atténuation varie typiquement en $1/\sqrt{|r|}$ et en $1/|r|$ pour des ondes de volume.

1.2 Ondes de Rayleigh

Les ondes de Rayleigh sont des ondes de surface que l'on rencontre le long de la limite d'un milieu semi-infini. En acquisition terrestre, les sources étant généralement placées à la surface du sol qui peut être considéré comme semi-infini, elles génèrent systématiquement des ondes de Rayleigh. Ces dernières sont caractérisées par une décroissance d'amplitude exponentielle en fonction de la profondeur. Elles se caractérisent également par une polarisation avec une composante verticale et une composante radiale (dans la direction de propagation). Elles sont également plus lentes et très énergétiques. Lors d'un tremblement de terre, elles arrivent après la première secousse (onde P) mais du fait de leur forte énergie et du mouvement de rotation du sol qu'elles induisent, ce sont elles qui causent le plus de dégâts.

2 Banc de mesures

Le dispositif expérimental est constitué d'un bloc d'agar-agar dans lequel des ondes sont propagées. Les ondes sont générées par un ou plusieurs émetteurs et enregistrées par un ou plusieurs récepteurs associés à un dispositif d'acquisition des signaux.

2.1 Emission

Pour se placer dans une configuration qui ne s'éloigne pas trop des conditions du terrain, il était important de trouver des émetteurs et des récepteurs de taille minimale au regard des longueurs d'onde propagées. L'objectif du banc de mesure n'est pas de créer une maquette exacte à échelle réduite d'un environnement de prospection réel mais d'effectuer des enregistrements de données dont les traitements puissent être adaptés à des données géophysiques. Néanmoins, plus les échelles sont respectées plus l'adaptation sera légitime. D'autre part, une taille réduite permet de disposer plusieurs sources et/ou récepteurs simultanément sur le milieu ce qui simplifie les manipulations.

2.1.1 Signal émis

Les signaux émis sont généralement des *chirps* - ou *sweeps* en terme géophysique - c'est à dire un signal modulé dont la fréquence varie avec le temps. Nous verrons que les hautes fréquences se propagent assez peu dans le gel, mais jusqu'à 1500 Hz, on peut observer une propagation d'énergie sur des distances d'au moins vingt centimètres. Les premières expérimentations ont été faites avec des sweeps linéaires. C'est à dire que la fréquence varie linéairement avec le temps [fig. 1(a)] et qu'après corrélation du signal par lui même, le spectre est plat [fig. 1(e)]. On observe que l'ondelette résultante présente un pic bien localisé mais avec des oscillations parasites [fig. 1(b)].

Dans un deuxième temps, des sweeps gaussiens ont été utilisés. Les signaux gaussiens tiennent leur nom d'une de leurs caractéristiques : l'amplitude de leur spectre est une gaussienne. Dans notre cas, nous obtenons notre ondelette par auto-corrélation d'un sweep. Pour que le signal soit gaussien après auto-corrélation, nous sommes parti d'un sweep linéaire et avons modulé son amplitude par la racine d'une gaussienne. On obtient après corrélation un spectre gaussien [fig. 1(f)] avec une ondelette qui présente peu ou pas d'oscillations parasites [fig. 1(d)]. Ceci s'obtient au détriment de l'énergie émise. En effet, le sweep étant modulé en amplitude, à longueur de sweep égale, nous émettons moins d'énergie dans les fréquences hautes et basses [fig. 1(b) et (f)].

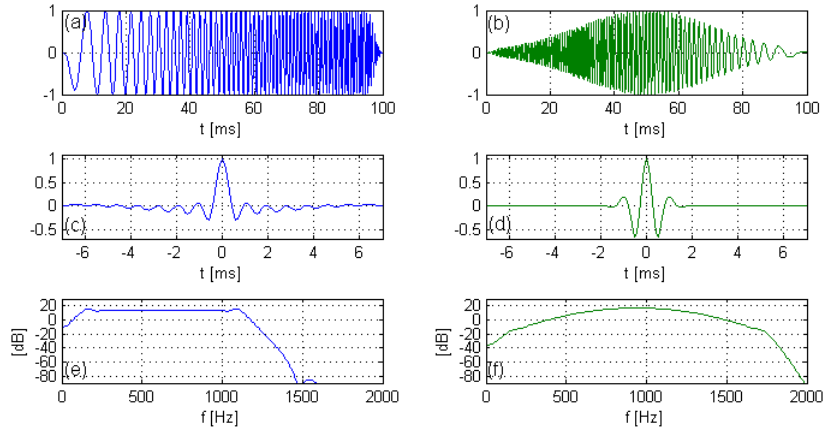


FIGURE 1: Sweeps linéaire et gaussien (a)-(b) signaux émis dans le cas linéaire et gaussien. (c)-(d) signaux après corrélation (e)-(f) spectre du signal corrélié.

2.1.2 Pot vibrant et membrane

Un premier essai de source a été fait avec un pot vibrant puis une membrane de haut parleur. Sur la figure 2(1) on voit une photo du haut-parleur à côté d'un gel. L'avantage d'un matériel de cette taille est de pouvoir générer des signaux très large bande, en particulier des basses fréquences. De fait, son utilisation s'est avérée inadaptée pour deux raisons (1) la trop grande taille du haut parleur qui rendait les manipulations peu aisées et empêchait l'utilisation d'antenne et (2) le fait que le contact avec le gel (via un axe en plastique) abimait légèrement mais significativement la surface du gel.

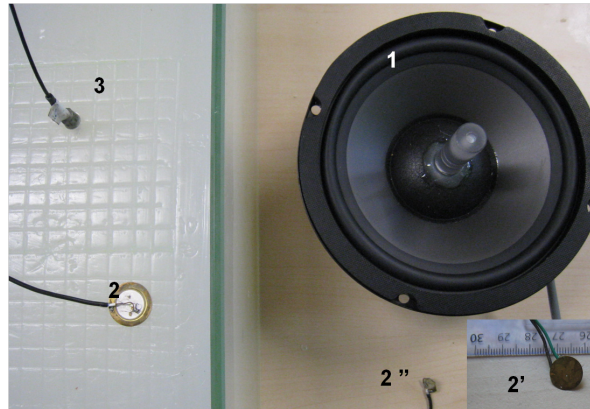


FIGURE 2: (1) haut parleur (2), (2') (2'') sources piézo-électriques (3) accéléromètre

2.1.3 Pastille piézo-électrique

La pastille piézo-électrique s'est avérée être la solution la plus souple. De taille réduite - 20 mm ou 12 mm de diamètre [fig. 2(2) et (2')], elle se pose sur la surface sans l'abîmer. De plus, la surface du gel étant légèrement humide, cela crée un effet ventouse qui aide à fixer la pastille. Les premières mesures ont été effectuées ainsi [fig. 3(a)]. Dans un deuxième temps, une masse

a été ajoutée à la pastille, ce qui a permis d'améliorer le couplage et donc le RSB ainsi que la répétabilité. Avec un offset de 14 cm, le RSB de la première arrivée comparé au bruit qui la précède est de 42 dB [fig. 4 A et D] .

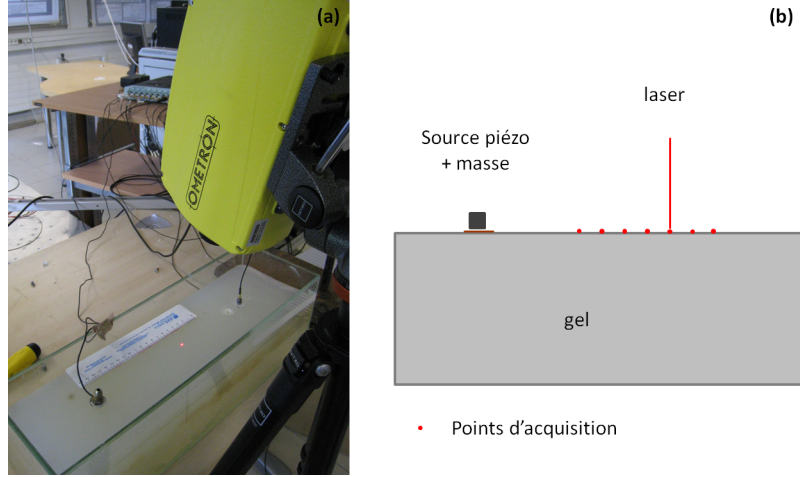


FIGURE 3: Mesure laser (a) Photo du dispositif (b) Vue de côté

La bande de fréquence maximale varie avec le type de pastille. Quand une seule source est utilisée, les pastilles de 20 mm sont préférables car elles acceptent des sweeps allant de 5 à 2000 Hz. Cependant, pour éviter le repliement spatial, on va chercher à rapprocher les sources. Si les pastilles sont disposées simultanément sur le gel pour des besoins d'automatisation, on cherchera à ce que leur taille soit minimale pour en disposer davantage. En ce cas, les pastilles de tailles 12 mm sont préférables car elles permettent un espacement de 15 mm. Elle présentent cependant une résonance parasite autour de 900 Hz et sont bruitées vers 100 Hz. On utilise alors un *sweep* variant de 120 à 850 Hz.

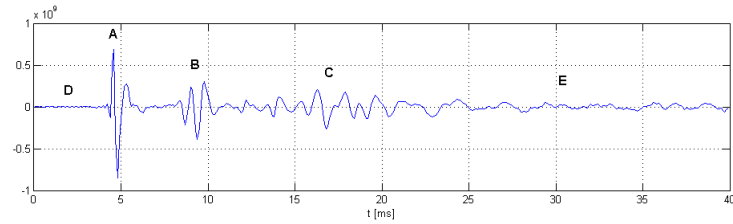


FIGURE 4: Enregistrement d'une trace en laboratoire(A) première arrivée (B)-(C) réflexions (D) bruit (E) coda

2.1.4 Signal reçu

Nous présentons maintenant quelques acquisitions réalisées avec un sweep linéaire. Dans cette première configuration, une pastille de 20 mm de diamètre est utilisée afin de balayer un spectre plus large et le signal reçu est mesuré à 15 cm de la source [fig. 3(a)].

La figure 5(a) donne en trait bleu et pointillé le signal reçu pour un un sweep allant de 5 à 2000 Hz. La première arrivée est bien marquée à partir de 14 ms et d'autres sont visibles vers 22

et 30 ms. Sur la figure 5(b) est représenté le spectre de ce signal. La partie la plus énergétique est entre 250 et 1000 Hz, mais un signal est propagé jusqu'à 2000 Hz.

On peut donc réduire la bande passante pour observer dans quelle mesure la qualité des ondelettes se dégrade. Le signal est ainsi filtré dans trois bandes allant de 25 Hz à - respectivement - 1500 Hz (en vert), 900 Hz (en rouge) puis 400 Hz (en bleu clair). On remarque que la courbe verte est pratiquement confondue avec la bleue. Cela signifie que les fréquences au delà de 1500 Hz ne contribuent que peu à la qualité du signal. Si on descend à 900 Hz en revanche (courbe rouge), on constate que l'ondelette de première arrivée s'étale légèrement et perd de l'amplitude. Les deux arches de la première arrivée s'étendent sur 1.7 ms au lieu de 1.4 ms dans les deux cas précédents. Soit un étalement d'un peu moins de 20% tandis que le premier pic diminue d'environ 40%. Néanmoins, l'énergie reste assez bien localisée dans le paquet d'onde. Si la bande de fréquence diminue encore (courbe bleue claire), les ondelettes s'évalent davantage et le signal paraît plus difficilement exploitable. En effet, il est difficile de déterminer entre 18 et 20 ms si le signal provient de la première arrivée ou d'une réflexion ultérieure.

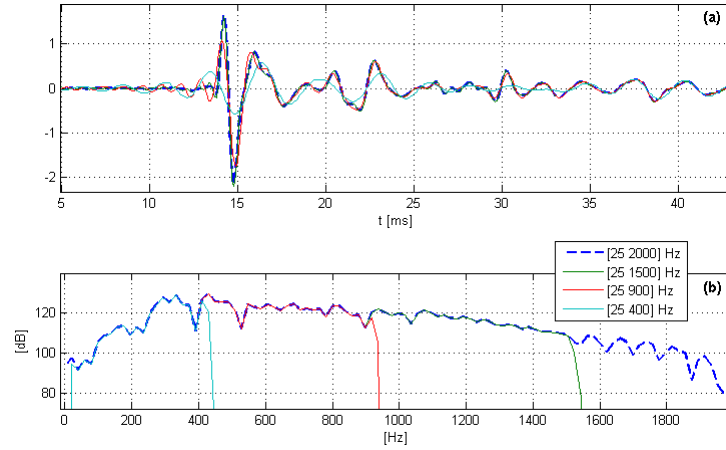


FIGURE 5: Enregistrement sur gel (a) Signaux temporels dans 4 bandes de fréquences (b) Spectre des signaux

Dans un second temps, nous étudions la qualité du signal en fonction de l'offset [fig. 6]. Avec le dispositif précédent, nous déplaçons le rayon laser de 1 cm en 1 cm pour balayer une ligne de 18 points de 7 à 24 cm d'offset. La figure 6(b) permet d'observer les enregistrements. Ce ne sont pas les enregistrements bruts. Nous avons appliqué un traitement complémentaire visant à compenser l'affaiblissement du signal avec l'offset. C'est à dire que chaque trace est multipliée par un coefficient qui augmente avec l'offset. Ce coefficient a été calculé pour que le pic positif de la première arrivée de toutes les traces ait une valeur à peu près constante. Ce coefficient varie de 1 pour la première trace à environ 71 pour la dernière. L'atténuation correspondante est représentée 6(a) en décibels. Sans cette modification, l'intensité décroît trop vite avec l'offset et la comparaison des traces n'est pas possible visuellement.

Nous pouvons faire plusieurs observations. En premier lieu, nous constatons que la première arrivée - l'onde de Rayleigh donc - est bien visible. Les ondelettes restent bien localisées en temps, même à 24 cm de la source. On constate cependant qu'elles s'évalent quand l'offset augmente. A 7 cm, les deux premières arches de la première arrivée s'étendent sur 1 ms. A 16 cm on passe à 1.5 ms et 1.9 ms pour 24 cm. La figure 6(c) montre l'impact de l'offset sur les fréquences. Pour la première arrivée (trait bleu foncé gras), le spectre est quasiment plat. L'onde n'a été que très

peu affectée par le milieu. Ensuite, on constate une perte d'énergie globale au fur et à mesure que l'offset et/ou la fréquence augmente. La dernière trace à 24 cm est représentée elle aussi en gras, en bleu clair. Pour cette dernière, on constate une perte de plus de 40 dB au delà de 1100 Hz et plus de 20 dB au delà de 600 Hz.

La courbe du haut montre un coefficient d'atténuation de près de 36 dB entre les offsets 7 et 24 cm qui est assez surprenant. En effet, pour les ondes de surface, on sait qu'en l'absence d'atténuation du milieu, la décroissance de l'énergie varie linéairement avec l'offset. Si tel était le cas, on devrait avoir une diminution d'énergie d'environ 10.7 dB entre la première et la dernière trace soit 25 dB de moins. On est confronté ici à la très forte atténuation que l'on rencontre dans les gels visco-élastiques. On remarque que cette atténuation augmente avec la fréquence. Au delà de 16 cm, l'atténuation totale à 1000 Hz est de plus de 20 dB dont seulement 6 dB liés à la divergence spatiale. Une étude à la fois théorique et expérimentale de cette atténuation dans les solides mous a été proposée par [Catheline et al. 2004]. Plus spécifiquement, une comparaison des vitesses et de l'atténuation entre l'agar-agar et les polyacrylamides pour les ondes S a été publiée par [Klinkosz et al. 2008].

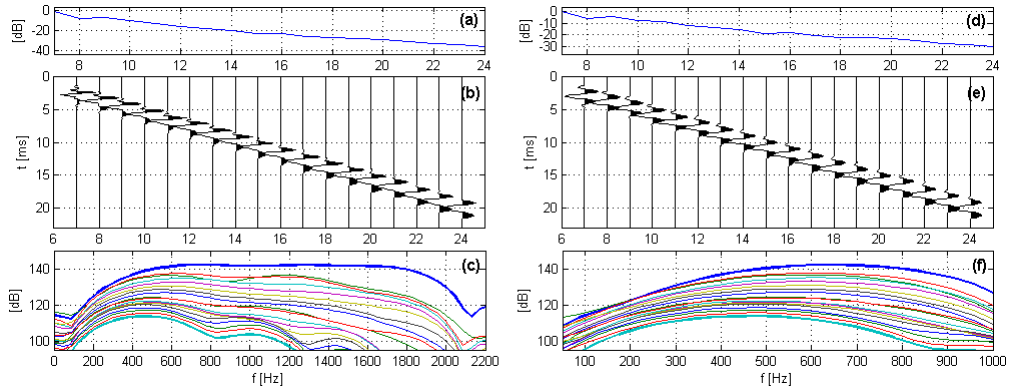


FIGURE 6: Onde de surface enregistrée sur le gel (a) Atténuation en fonction de l'offset (b) Traces brutes après fenêtrage de la première arrivée et normalisation du pic de première arrivée (c) Spectre en fréquence. (d)-(f) Mêmes résultats après filtrages dans la bande [120 850] Hz.

Nous avons vu que dans certains cas, il est nécessaire d'utiliser les pastilles piézos de petite taille émettant dans la bande [120 850] Hz. Pour évaluer la qualité du signal aux différents offsets dans cette situation, nous avons représenté la ligne précédemment acquise en filtrant dans cette bande [fig. 6(d)-(f)]. La décroissance d'énergie reste importante avec 30 dB d'écart entre les premières arrivées de la première et de la dernière trace. On constate cependant que l'ondelette reste de bonne qualité sur toute la ligne et que l'allure de la première arrivée varie beaucoup moins avec l'offset.

2.1.5 Bruit aléatoire

Une autre façon d'acquérir les données est inspirée des techniques développées en sismologie depuis les années 90. En sismologie, les sources sont ou des éruptions ou des tremblements de terre. On ne les maîtrise donc pas et l'imagerie en a été longtemps dépendante. [Snieder et al. 2002] ont montré qu'en présence de sources suffisamment bien réparties, la fonction de Green du milieu entre deux récepteurs pouvait être estimée à l'aide de la corrélation des signaux enregistrés sur chaque récepteur (Annexe A). En sismologie, il devient possible de s'appuyer sur des

sources autres que les sources sismiques pour retrouver la réponse du sol entre deux récepteurs [Campillo et Paul 2003], avec l'avantage que certaines de ces sources - comme l'activité de la houle ou du vent - sont permanentes.

Cette idée s'est largement développée depuis 2005 et a trouvé de nombreuses applications en sismologie où l'on utilise principalement les ondes de surface. En premier lieu, l'imagerie de la proche surface est rendu possible grâce aux ondes de surface de longue période [Shapiro et al. 2005, Sens-Schönfelder and Wegler 2006, Wegler and Sens-Schönfelder 2007]. Les sources étant quasi-permanentes, il est aussi possible d'itérer les acquisitions et d'envisager un monitoring permanent [Brenguier et al. 2008a, Brenguier et al. 2008b]. Plus récemment, cette technique a également permis d'isoler les ondes P [Poli et al.].

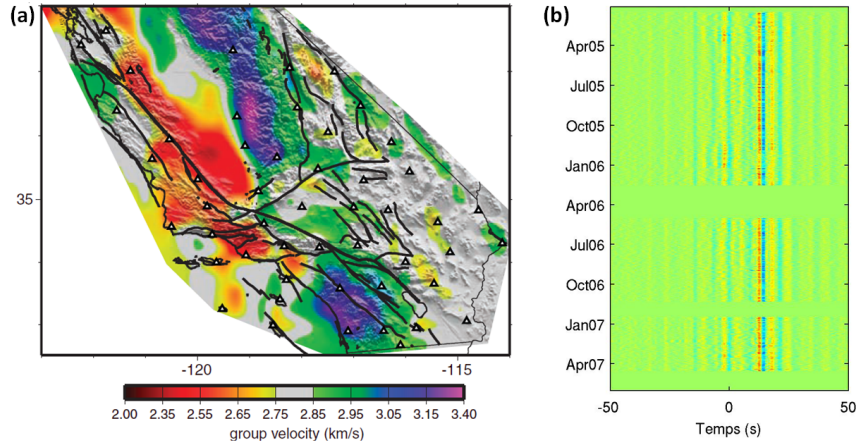


FIGURE 7: Utilisation du bruit aléatoire (a) Imagerie : carte de vitesse construite à partir des cross-corrélation de bruit ambiant de stations de USArray sur 30 jours *d'après* [Shapiro et al. 2005] (b) Suivi de variations de vitesse : Fonctions de corrélations de bruit quotidienne, pour une paire de stations dans une bande de période de 2 à 8 s, *d'après* [Rivet 2011].

Jusqu'à une période récente, le monitoring passif en sismologie supposait un lissage mensuel ou au minimum hebdomadaire des variations. En effet, il était nécessaire de sommer des signaux sur de longues durées pour reconstruire fidèlement la fonction de Green. Depuis, [Hadziioannou et al. 2011] a montré que la reconstitution même incomplète des fonctions de Green n'empêche pas le suivi des variations de vitesses. Il devient alors possible d'estimer les variations de vitesse sur de courtes périodes. En exploitant ce résultat, un suivi journalier des variations temporelles a été présenté sur le site de Parkfield [fig. 8].

Dans le cadre du laboratoire, il est possible de disposer de sources de bruit aléatoire. Un jet d'air comprimé produit un bruit blanc qui peut-être utilisé comme source de bruit incohérent. On se place alors dans des acquisitions de type passif analogue au cas de la sismologie. Pour cela, nous devons disposer de deux récepteurs enregistrant simultanément la réponse du gel qui est excité par la source de bruit incohérent. Cette réalisation est devenue possible mi-2011 grâce à l'acquisition d'un second laser. Ensuite, par la corrélation des deux signaux enregistrés par les lasers, on reconstitue la fonction de Green du milieu entre ces deux récepteurs. L'idéal est de disposer d'un réseau de sources qui entoure les deux récepteurs. En effet, comme rappelé dans l'Annexe A, certaines hypothèses sur la position des sources sont nécessaires pour une bonne reconstitution de la réponse impulsionnelle du milieu. Elles doivent être suffisamment nombreuses et suffisamment distribuées pour que de nombreux trajets coexistent, en particulier dans l'axe de

la droite qui joint les points de réceptions. On peut donc balayer une surface en controlant le jet d'air à la main.

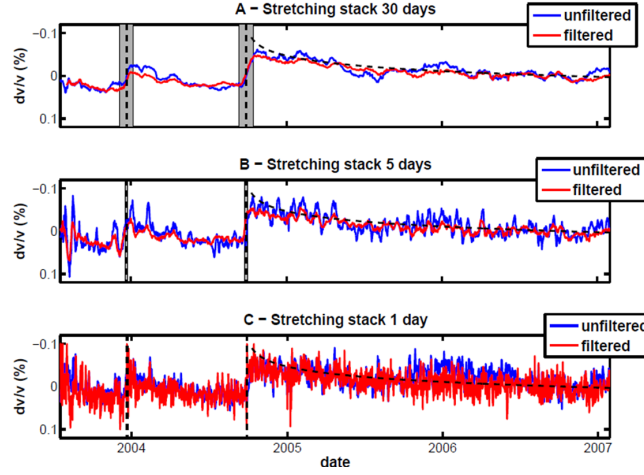


FIGURE 8: Mesure de variations de vitesse sur Parkfield. Moyenne (a) sur 30 jours (b) sur 5 jours (c) sur 1 jour, d'après [Hadziioannou et al. 2011]

Dans notre expérience, nous faisons passer l'air dans un tuyau en plastique disposé à un centimètre au dessus du gel. Il ne reste plus qu'à percer ce tuyau aux points qui nous intéressent pour y envoyer l'air sous pression. La figure 9(a) donne une vue de dessus de ce dispositif. Dans ce dispositif, l'offset est la distance entre les deux lasers. Les ondes ont donc un trajet plus important que dans un dispositif actif où l'offset est la distance source-laser. En effet, les ondes prises en compte étant celles qui se propagent de la source vers le premier puis le second laser, elles parcourent une distance supérieure à l'offset. Elles sont d'autant plus confrontées à la forte atténuation que nous avons mise en évidence au paragraphe précédent.

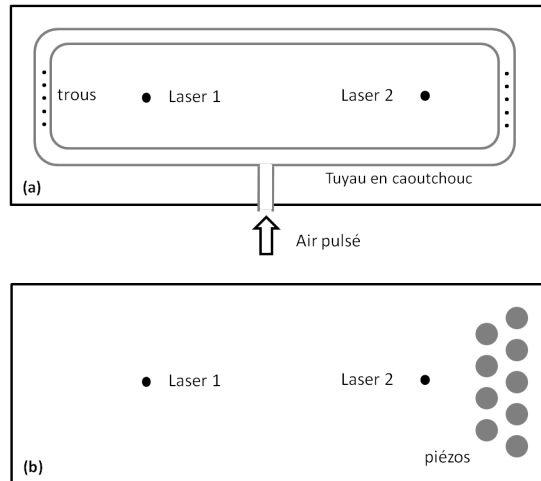


FIGURE 9: Acquisition avec bruit aléatoire (a) généré par un jet d'air comprimé (b) généré par 9 sources piézo-électrique émettant un bruit blanc.

Dans cette configuration, on est contraint d'avoir un temps d'acquisition assez long. La durée d'enregistrement d'une trace avec un bon RSB est de plus de 12 s. Certaines expériences faites par la suite nécessitaient plus de 600 enregistrements en une vingtaine de minute. Avec un tel dispositif, le temps d'enregistrement passait à deux heures.

Un exemple de signal enregistré par l'un des deux récepteurs dans le cas de l'air sous pression est représenté figure 10(a). Il s'agit bien d'un signal incohérent. En faisant la transformée de Fourier de ce signal, on constate que du signal s'est propagé au dessus du bruit jusqu'à des fréquences d'environ 1500 Hz [fig. 10(b)]. On observe que c'est dans la bande de 70 à 860 Hz qu'il y a le plus d'énergie (20 dB et plus). Sur la figure 10(c) est représenté le signal résultant de la corrélation des enregistrements des deux lasers. On obtient une arrivée dans les temps positifs et une dans les temps négatifs car nous avons disposé un jeu de sources de part et d'autre du dispositif. En effet, en reprenant les conventions de l'Annexe A, une source disposée à gauche du dispositif génère un signal dans les temps positifs après corrélation. Si la source est à droite, le retard de propagation du laser 1 par rapport au laser 2 est de signe opposé et le signal corrélé apparaît de l'autre côté de l'origine des temps. On mesure un assez bon RSB de 22.3 dB mais qui reste en deçà des valeurs trouvées en actif (environ 40 dB à ces distances). En outre, le nombre d'échantillons enregistrés dans ce dispositif est bien plus important que dans le cas d'une source piézo-électrique : 65536 échantillons à une fréquence d'échantillonnage de 10 kHz contre 4096 à la même fréquence en actif. Dans ces conditions, un cycle complet d'acquisition peut prendre 10 à 15 secondes contre 2 seulement avec une source piézo-électrique.

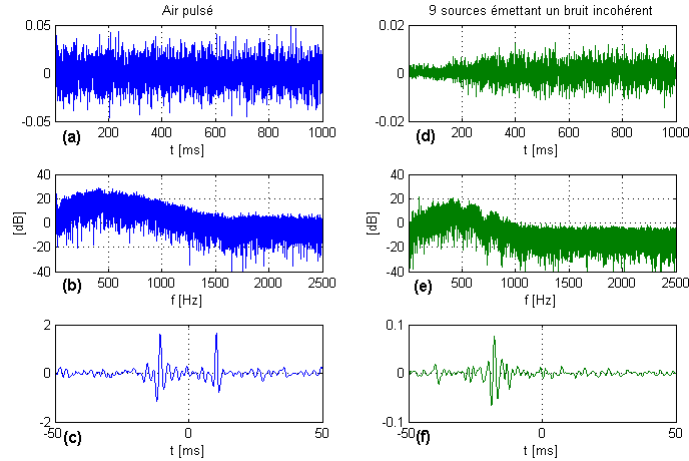


FIGURE 10: Interférométrie passive. A gauche, dans le cas d'une source de bruit incohérent par air sous pression (a) signal enregistré à l'un des récepteur et (b) son spectre (c) signal résultant de la corrélation des deux signaux enregistrés. A droite, dans le cas d'une source de bruit incohérent par piézos (d) signal enregistré à l'un des récepteurs et (e) son spectre (f) signal résultant de la corrélation des deux signaux enregistrés.

Pour diminuer le temps d'acquisition de notre dispositif passif nous avons fait des tests en remplaçant la source d'air comprimé par des sources piézo-électriques. La figure 9(b) montre ce nouveau dispositif dans lequel le bruit aléatoire est généré par 9 sources piézo-électrique émettant un bruit blanc. La carte d'acquisition et l'amplificateur ne disposant que de 2 sorties, il n'est pas possible d'alimenter toutes les sources en même temps. Nous utilisons le multiplexeur pour alimenter les sources à tour de rôle puis nous sommions les 9 enregistrements à l'issu de l'acquisition. L'augmentation du nombre de piézos permet d'améliorer la répartition spatiale des

sources - ce qui est nécessaire à une bonne reconstitution des fonctions de Green - ainsi que le RSB. Mais la durée d'une acquisition est multipliée par le nombre de source. Pour en diminuer le nombre, nous n'avons disposé les sources que d'un côté du dispositif.

Les figures 10(d)-(f) représentent les résultats de ce deuxième dispositif. On constate que l'ondelette n'apparaît que dans les temps négatifs, ce qui s'explique par le fait que nous n'avons disposé des sources que du côté droit de l'axe joignant les deux récepteurs. Cependant, les performances ne sont pas améliorées car le RSB est identique à 22 dB pour un même nombre d'échantillons (65536). Comme les sources sont activées à tour de rôle, la durée de l'acquisition est ici multipliée par 9. A ce stade, le temps d'acquisition reste trop élevé.

Ainsi, l'utilisation de bruit aléatoire donne de bons résultats mais demande beaucoup plus de temps. Pour du monitoring couplé avec des acquisitions très denses, elle n'est pas exploitable en l'état sur un gel. D'autant plus que l'air sous pression détériore la surface du gel au bout de quelques heures en créant des creux. Le souffle peut aussi détacher des petits blocs de gel. Cependant, pour des expériences demandant moins de points de mesure, la technique est très séduisante. Ce pourrait être le cas pour des études de distributions de sources, par exemple.

Si l'on utilise des pastilles piézo-électriques comme source de bruit aléatoire, il est possible de jouer sur plusieurs paramètres. Dans notre cas, il est possible de faire varier la longueur d'enregistrement, la puissance d'émission ou le nombre de sources. Les signaux obtenus ayant une allure satisfaisante, on peut essayer de jouer sur la durée du signal. S'il est possible de la réduire significativement, il peut être envisageable de faire des expériences avec une plus grande densité de mesures. Dans le test suivant, nous sommes partis d'un signal d'un peu moins de 8 s que nous avons réduit de moitié plusieurs fois de suite jusqu'à arriver à environ 0.25 s. La figure donne les résultats pour une ligne de 11 points réceptions pour un offset variant de 2.5 à 13.5 cm par pas de 1 cm. Le signal émis a été filtré dans la bande [100 1200] Hz.

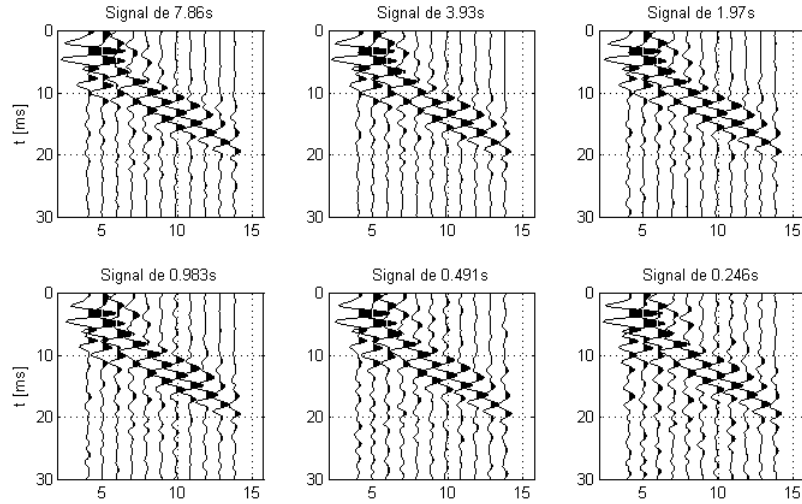


FIGURE 11: Bruit aléatoire de longueur variable généré à l'aide de 9 sources piézo-électrique

On constate que les ondelettes restent bien apparentes mêmes pour des signaux très courts (0.25 s). En deçà de 2 s, le niveau de bruit augmente significativement quand la durée du signal

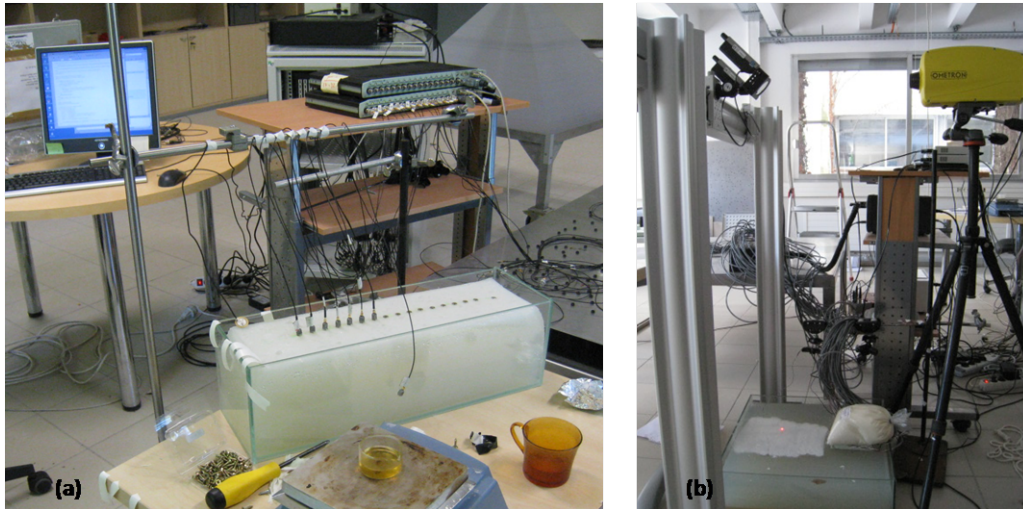


FIGURE 12: (a) Premier banc de mesure. Au premier plan, un gel de taille 450x145x100 mm avec une ligne de récepteurs (accéléromètres) en cours de mise en place. Sur la plaque chauffante, cire d'abeille de fixation. Au second plan, PC de contrôle et conditionneurs des accéléromètres (b) Second banc de mesure. A droite, vibromètre laser. A gauche, miroir monté sur portique en aluminium. En bas, gel bi-couche de taille 480x480x15 avec une antenne source lestée par un poid (sac blanc).

aléatoire diminue. Néanmoins, le résultat pour une seconde par exemple reste de bonne qualité. Le temps d'émission a été divisé par 6 ce qui est très satisfaisant. L'utilisation de piézos comme source de bruit aléatoire reste donc une option à creuser. En utilisant une carte d'émission avec une dizaine de voies et autant pour l'amplificateur, on peut faire émettre toutes les sources simultanément. On peut donc espérer se contenter d'enregistrer des signaux durant une seconde, voire moins si le nombre de sources et/ou leur puissance augmentent. Ce genre d'équipement permettrait des expérimentations avec des densités de mesure comparables à ce que propose l'actif sur des durées équivalentes.

2.2 Réception

2.2.1 Accéléromètres

En 2009, au début de l'étude, le laboratoire disposait d'un banc de mesure de 32 accéléromètres Bruel & Kjaer. Très précis et avec une grande dynamique, ils ont permis les premières mesures durant la période de faisabilité.

La figure 12 montre le dispositif de mesure correspondant. Des vis de 16 mm de long sont disposées en ligne à la surface du gel. Les accéléromètres sont collés sur les vis à l'aide de cire d'abeille fondue [fig. 12 premier plan]. Une barre métallique soutient les câbles qui relient les récepteurs à leur conditionneur (second plan) pour éviter qu'ils n'aient un trop fort bras de levier sur les récepteurs. Ces câbles servent à la transmission du signal reçu et à l'alimentation. Les conditionneurs sont reliés à l'une des deux cartes d'acquisition du PC (arrière plan).

Ce premier banc a permis des mesures très satisfaisantes, tant en actif qu'en passif lors de l'étude de faisabilité [fig. 13]. Toutefois, il présentait plusieurs inconvénients au regard de nos objectifs :

- Une fois disposés, les récepteurs ne pouvaient être bougés facilement car il faut également

déplacer les vis. Le gain de temps pour les mesures de 1 à 32 récepteurs s'effaçait devant le temps nécessaire au déplacement des récepteurs.

- les vis supportant les récepteurs sont enfoncées à une profondeur de 16 mm alors que la longueur d'onde de nos signaux est d'environ 2 cm. Cet impact n'est pas négligeable pour des mesures précises et la détérioration du gel qui en résulte rend vite ce dernier inutilisable.

- pour des mesures haute densité, l'encombrement des câbles et des récepteurs ne permettait pas d'avoir un pas d'échantillonnage inférieur à 1 cm.

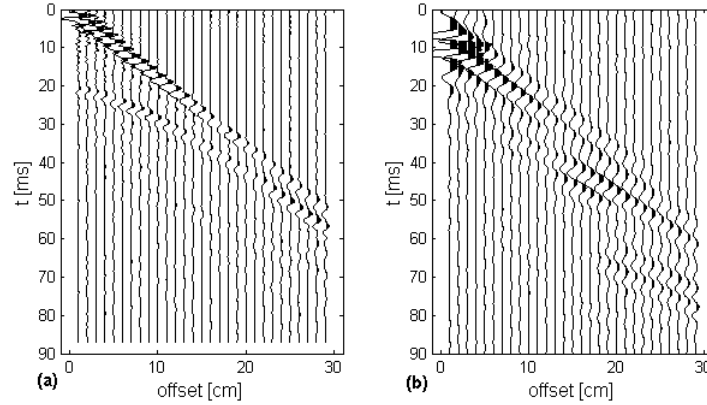


FIGURE 13: Accéléromètre (a) Source active (b) Source passive (air comprimé)

- Il fallait également compter avec le bras de levier imposé par les câbles, impossible à compenser complètement. Ce dernier pouvait évoluer ou causer un détachement du récepteur avec pour conséquences (a) un arrêt de l'expérience (b) une perte de temps pour la remettre en route et (c) une modification potentiellement importante du couplage. Toute expérimentation demandant un minimum de répétabilité était de facto compromise.

Pour toutes ces raisons, il a été décidé de chercher un autre moyen de mesure.

2.2.2 Laser

L'idée d'utiliser un laser est séduisante à bien des égards.

En premier lieu, c'est un instrument non-invasif. La surface est laissée telle quelle et les mesures peuvent - à l'échelle de nos expérimentations - être répétées à l'infini.

D'autre part, grâce à la mise en place d'un miroir commandé à distance, il est devenu possible de déplacer automatiquement le point d'impact du rayon.

Il faut cependant compter avec deux inconvénients :

- le premier concerne le rapport-signal bruit qui est moins bon avec un laser qu'avec un accéléromètre. Cet inconvénient a été levé en compressant les signaux grâce aux sweeps présentés plus haut. En corrélant le signal reçu avec le signal émis, on reconstitue une ondelette tout en obtenant un gain d'amplitude qui augmente avec la durée du sweep. Un autre avantage de cette technique est qu'elle reproduit ce qui se fait en exploration pétrolière quand des camions vibrateurs sont utilisés.

- le second tient au fait qu'un laser coûte cher et que l'on ne dispose que d'un point récepteur. À durée de signal équivalente, le temps de mesure est donc jusqu'à 32 fois plus important qu'avec les 32 accéléromètres.

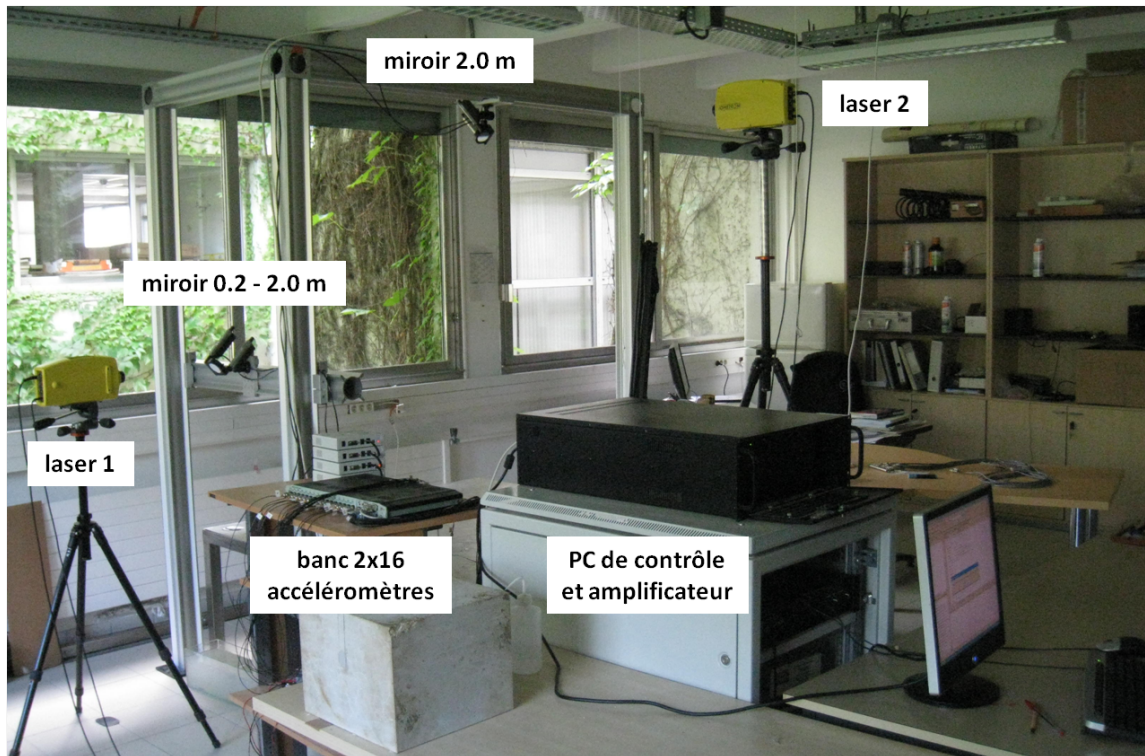


FIGURE 14: Banc de mesure actuel.

Néanmoins, en réécrivant différemment le code d'acquisition, il est devenu possible de réaliser plus de 1800 acquisitions par heure avec un RSB satisfaisant (30 et même plus de 40dB entre l'énergie du bruit et celle de l'ondelette de première arrivée).

Plusieurs fournisseurs ont été consulté au début de la thèse et le laser Ométron VQ 500 distribué par Bruel et Kjaer a été choisi. Ce laser mesure par effet Doppler la vitesse "hors-plan" c'est à dire la vitesse selon la perpendiculaire à la surface frappée par le rayon. Dans notre cas, il s'agit principalement de la vitesse verticale du gel. Nous l'avons utilisé dans sa gamme de sensibilité maximale, soit 5 mm/s/V avec une résolution inférieure à $0.02 \mu\text{m/s}/\sqrt{Hz}$.

Avec le premier banc de mesure laser [fig. 12(b)] nous avons pu échantillonner spatialement une aire de 12 cm sur 12 cm sans avoir à manipuler le gel ou le laser entre temps. En fin de deuxième année, l'acquisition d'un nouveau portique a permis de monter les miroirs à 2.20 m de hauteur permettant l'échantillonnage spatial d'une zone de 24 cm sur 36 cm. Enfin, le banc s'est enrichi d'un deuxième laser permettant d'enregistrer deux signaux simultanément et ouvrant ainsi la porte à des expériences mettant en oeuvre les corrélations de deux enregistrements de bruit incohérent. La figure 14 donne un aperçu du banc actuel mis en place à fin de la deuxième année.

2.2.3 Surfaces réfléchissantes

La qualité de la mesure laser dépend de la surface sur laquelle son rayon se réfléchit. La réflexion directement à la surface du gel peut parfois convenir mais est assez aléatoire. Après

différents tests (papier aluminium, rubalise ultra mince, poudre micro-bille...) c'est la peinture blanche en bombe qui s'est avérée être la meilleure solution.

2.3 Chaîne d'acquisition

Au regard des types d'acquisitions envisagés (haute définition spatiale) la question de l'automatisation des mesures s'est rapidement posée. L'utilisation du laser suggérait une solution relativement peu onéreuse : celle de miroirs commandés en angle pour balayer une surface du gel. Une autre solution aurait été un robot 2 axes susceptible de supporter le poids du laser ce qui aurait coûté 5 à 10 fois plus cher. Du côté des sources, l'utilisation d'une antenne de sources multiplexées s'est révélée payante en dépit de défauts liés au couplage des sources entre elles.

2.3.1 Interactions des équipements

Le code d'acquisition est implémenté sous Matlab. Il s'articule autour d'une procédure d'émission-réception 16 voies fournie par le constructeur qui permet de piloter une ou deux cartes d'acquisition. Il a été enrichi petit à petit pour pouvoir prendre en compte le dispositif représenté à la figure 15.

Le signal source est créé sous Matlab (sauf en cas d'utilisation d'air comprimé) et envoyé à la carte d'émission Spectrum à l'échantillonnage voulu où il est stocké. Il est ensuite émis par cette carte qui est synchronisée avec les cartes d'acquisition. Sa tension de sortie est de l'ordre de 3V. Il est ensuite amplifié (20 dB environ) avant d'être appliqué à la source piézo-électrique, via le multiplexeur si nécessaire.

L'ensemble de la chaîne est pilotée par un PC sous Matlab.

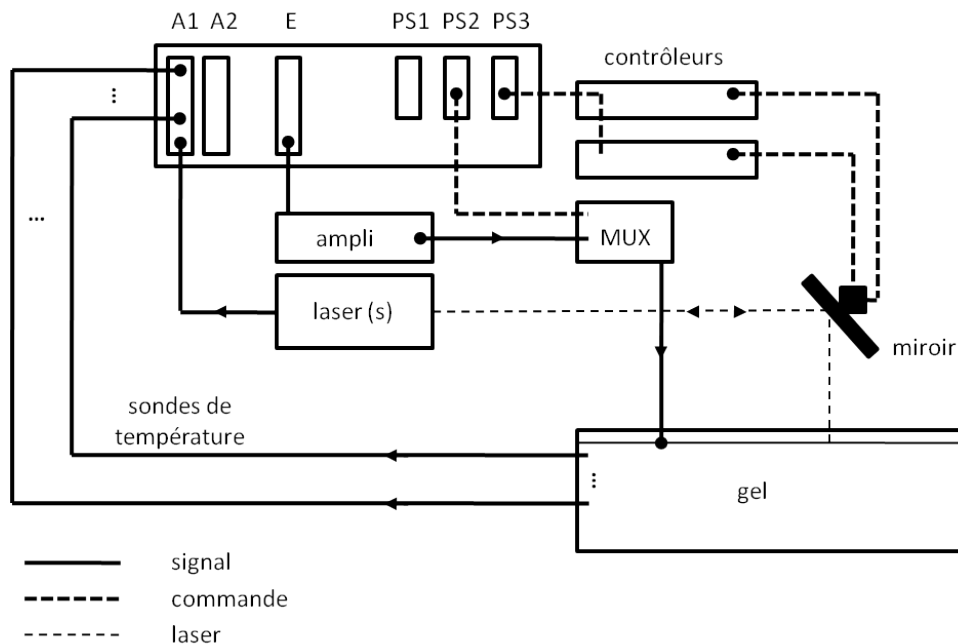


FIGURE 15: Schéma de câblage. E : carte d'émission, A1 et A2, cartes d'acquisition. PS1 à PS3 : ports séries. MUX : multiplexeur

L'onde créée se propage dans le milieu dont le mouvement résultant peut être enregistré via le laser. S'il y a N points sources et M points réceptions dans une expérience donnée, il faut donc réaliser $N.M$ acquisitions successives en utilisant multiplexeur et miroirs pour faire varier les positions des sources et des récepteurs. Le multiplexeur est piloté par le PC via un port série, de même que les contrôleurs permettant de commander l'orientation des miroirs.

Le signal de sortie du laser est transmis à une carte d'acquisition avec - dans certains cas - les signaux de sondes de température. Les cartes d'acquisition sont des cartes Spectrum M2i.4038 capables d'acquérir simultanément 16 voies sur 14 bits à des fréquences allant du continu jusqu'à 25 MHz.

Ces signaux sont numérisés et rendus accessibles sous Matlab pour la suite du traitement.

2.3.2 Mutliplexage à la réception

Si le rayon laser est réfléchi par un miroir suffisamment haut au dessus du gel, une petite variation d'angle du miroir permet de balayer la surface du gel sur une surface proportionnelle à la hauteur du miroir. En surélevant le miroir à environ 1,20 m, nous avons pu obtenir des surfaces carrées de 12 cm de côté. Cela correspond à une variation d'angle de moins de 3° dans un sens ou dans l'autre. Dans ce cas, si V est la vitesse verticale du gel, on mesure exactement V si le miroir est centré et $\cos(3^\circ)V=0.9988V$ quand l'angle du miroir avec la verticale est maximum. La correction à apporter est donc négligeable.

Pour cette réalisation, des supports en acier de 92 mm de côté ont été commandés chez Newport et nous avons utilisé deux miroirs associés à deux vérins LTA-HS de précision chacun [fig. 16(4) et (5)]. Chaque vérin permet un balayage selon un axe et est commandé par PC via un contrôleur SMC100CC du même constructeur [fig. 16(2)].

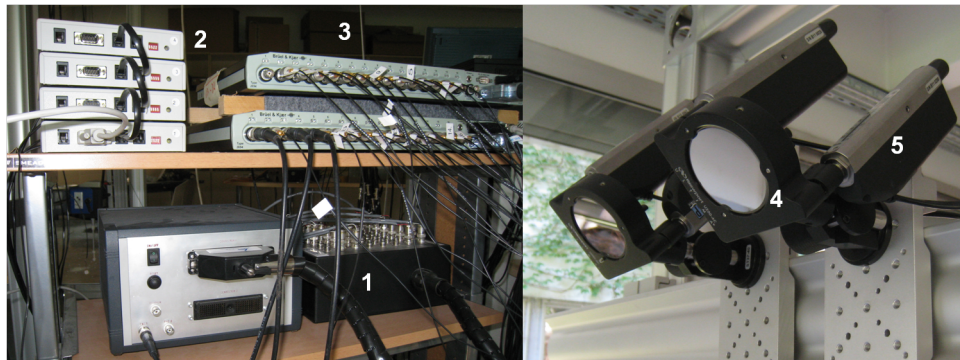


FIGURE 16: Montage des éléments (1) Multiplexeur 64 voies (2) Contrôleurs des 4 vérins (3) Conditionneurs des accéléromètres (4) Miroir (5) Vérin

Une fois monté, il est nécessaire d'étalonner chaque miroir. En effet, les supports ne sont pas complètement à angle droit car ils sont fixés sur un axe réglable manuellement. De la même manière, le gel est souvent manipulé entre deux mesures. Cet étalonnage est donc nécessaire à chaque nouvelle campagne de mesure.

Pour cela, on pose une feuille de papier millimétrée sur le gel et on mémorise les commandes de chaque laser pour les points qui nous intéressent. Dans la pratique, on cherchera à couvrir une surface carrée ou rectangulaire. Cependant, le nombre de points de mesure pouvant être important (jusqu'à 9800) ce procédé devient assez vite fastidieux. On peut donc penser à mémoriser seulement les 4 extrémités de l'antenne pour ensuite interpoler les autres points par calcul.

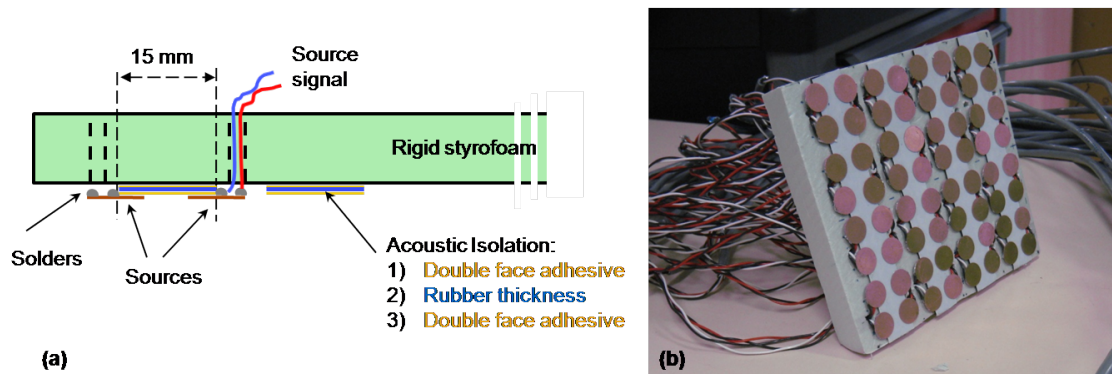


FIGURE 17: Première antenne.

Cela reste insuffisant car si les vérins ont une grande précision, ils ne sont pas complètement linéaires. Cela signifie que si l'on fait tourner le vérin d'un nombre de pas donné, la variation d'angle correspondante n'est pas toujours la même si l'angle de départ change.

Finalement, une solution intermédiaire a été choisie. Au lieu de mémoriser 4 points, l'aire à couvrir est découpée en 4 rectangles ou carrés égaux. Si on mémorise les coordonnées angulaires des 9 points correspondants aux extrémités de chaque quadrilatère et que l'on interpole les coordonnées des points intermédiaires, le résultat est très satisfaisant.

2.3.3 Multiplexage des sources

Une fois la réception automatisée, les mesures sont facilitées. En particulier avec un unique point source. Mais les campagnes de mesure envisagées ont rendu cela insuffisant car une grande partie des travaux réalisés l'ont été à l'aide de traitement d'antennes en émission comme en réception (cf. partie III). La taille minimum des antennes sources utilisées était de $5 \times 5 = 25$ émetteurs. En utilisant une source unique, cela signifie qu'il faut déplacer la source 25 fois durant la mesure. Là encore, une solution de type robot multi-axes était envisageable mais chère. La solution adoptée a consisté à disposer le nombre de sources nécessaires sur le gel et à les activer à tour de rôle via un multiplexeur 64 voies [fig. 16(1)]. Afin d'obtenir une précision de placement minimale sans avoir à remesurer les positions de chaque source et pour assurer un bon couplage sans encombrer le gel, la réalisation d'antennes s'est avérée indispensable.

Une première antenne de $8 \times 8 = 64$ sources a ainsi été réalisée [fig. 17].

Le support de cette première antenne était en polystyrène rigide. Il fallait donc envisager un couplage parasite entre les différentes sources. Pour le réduire, une épaisseur de caoutchouc (en bleu sur la figure 17 (a)) a été ajoutée. Les pastilles ayant 12 mm de diamètre, l'espacement inter-source choisi a été de 15 mm. Les pastilles sont fixées via un adhésif double face.

Cette antenne a donné des résultats satisfaisants, illustrés en particuliers dans les parties III et IV. Néanmoins, elle présentait plusieurs inconvénients :

- Il s'est avéré que des voies du multiplexeurs pouvaient tomber en panne. L'antenne étant de la taille du multiplexeur, il n'y avait pas de voies de secours.
- Les soudures des pastilles pouvaient se rompre durant les manipulations. Il fallait donc ôter la pastille pour la resouder. Cela nécessitait de déplacer l'antenne entière. En effet, pour minimiser l'encombrement, le blindage et le nombre de câbles d'alimentation, ces derniers étaient solidaires quatre à quatre. De plus, l'adhésif était suffisamment puissant pour que son décollement

puisse provoquer la rupture de la surface de connexion supérieure de la pastille.

- les pastilles piézo en cuivre subissent une oxydation au contact du gel. La solution adoptée par la suite a consisté à appliquer une couche de vernis.

- Le gel est un milieu humide. Il est de plus facile d'en détacher des petites parties qui peuvent être en contact avec les deux soudures d'alimentation. Cela provoque parfois des courts circuits nécessitant de changer la pastille avec les inconvénients déjà évoqués.

- le positionnement des sources étant manuel, la précision était de l'ordre du millimètre.

- L'isolation de caoutchouc s'est révélée insuffisante. Il a fallu compter avec le couplage des sources.

Pour toute ces raisons et pour le besoin d'expérimentations plus précises, deux nouvelles antennes 5x5 ont été réalisées. Grâce au support d'une technicienne du laboratoire, l'un des supports a été réalisé sur mesure [fig. 18 (b)] et l'alimentation de chaque source a été couplée à un LED témoin [fig. 18 (a)]. Ces LEDs permettent d'identifier la source des problèmes quand il y en a (pastille, câble, soudure ou multiplexeur défectueux). Pour atténuer le couplage entre sources, les pastilles piézos sont isolées de l'antenne par une mousse de plus d'un centimètre d'épaisseur. Deux mousses ont été testées : une mousse de protection aux chocs [fig. 18 (a)] et des bouchons d'oreilles pour isolation acoustique [fig. 18 (b)]. En outre, la partie en contact avec le gel est protégée par une couche de vernis pour éviter l'oxydation de la partie métallique. Enfin, une source défectueuse peut être débranchée séparément pour être remplacée en attendant d'être réparée ce qui permet de ne pas retarder les expérimentations.

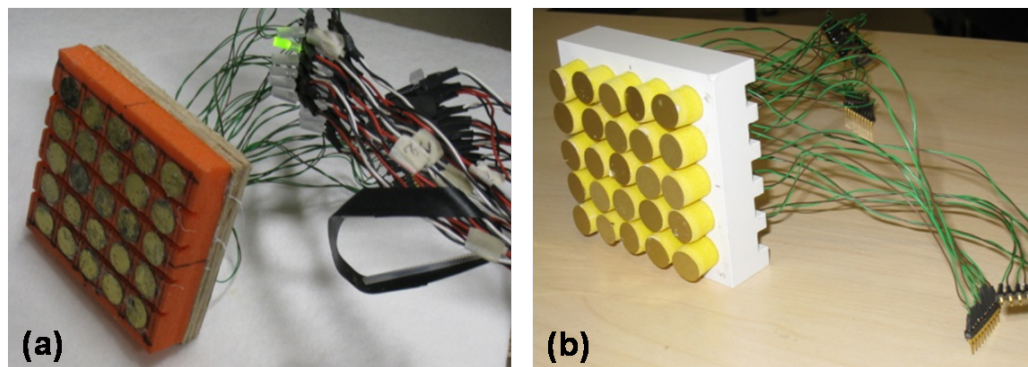


FIGURE 18: Antennes 5x5 (a) Isolation acoustique en mousse et rainures creusées entre les lignes de sources (b) Isolation acoustique par bouchon d'oreille.

Tout ceci permet une meilleure qualité de mesures et limite les pertes de temps de tous ordres.

Le problème de couplage entre source reste cependant un point à examiner en détail, ce qui est fait au chapitre 3.3.3.

2.4 Optimisations et performances

2.4.1 Nouveaux modules développés

Sans entrer dans les détails, on peut lister les modifications suivantes apportées par ce travail de thèse :

- création d'une interface homme-machine pour tester différentes configurations [fig. 19].
- pilotage des contrôleurs de miroirs par port série.
- pilotage du multiplexeur en cas de sources multiples par port série.
- adaptation du code d'acquisition 16 voies pour une utilisation d'un nombre inférieur de voie (ceci permet de limiter d'autant les transferts mémoire et donc le cycle d'émission-acquisition).
- division de la procédure d'émission/réception en sous-procédures pour éviter l'initialisation des cartes à chaque cycle.
- acquisition du signal de sondes de température via les cartes Spectrum pour les mesures 4D.

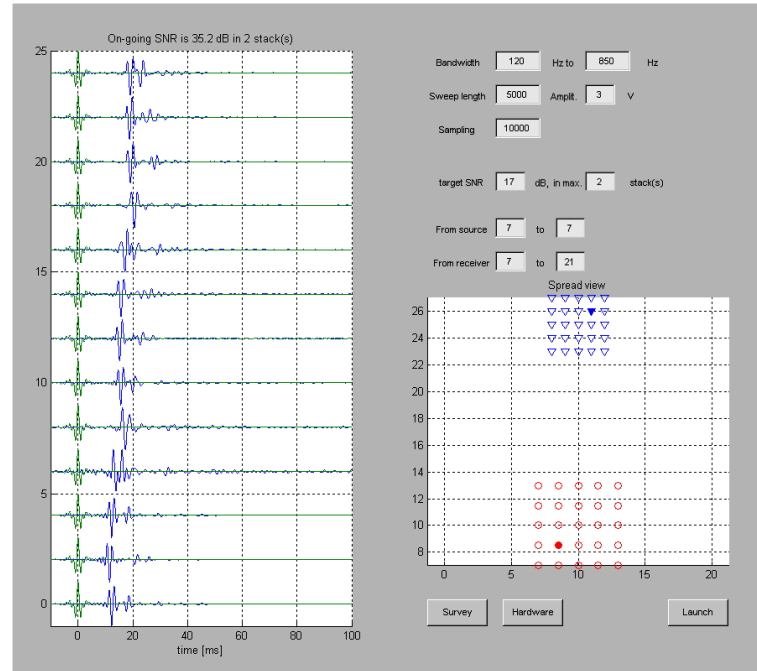


FIGURE 19: Interface Matlab du logiciel de test. Panel de gauche : visualisation des traces en cours d'acquisition et - dans le titre - RSB en dB de la première arrivée de la trace en cours. En bas à droite : visualisation de la source et du point récepteur actifs. En haut à droite : options concernant le signal émis, le RSB souhaité, les sources et points réceptions souhaités. (*Survey*) modification des paramètres du dispositif (*Hardware*) gestion du hardware utilisé (*Launch*) lancement de l'expérimentation .

2.4.2 Performances

A l'issue de ces modifications, le temps d'acquisition d'un cycle d'émission réception complet a pu être réduit à 2 secondes pour des acquisitions actives. Dans cette configuration, le signal émis a une durée de 0.4 s et est stocké une fois pour toute dans la carte d'émission. En une heure d'expérience, il est possible d'enregistrer 1800 traces.

Pendant l'acquisition, une mesure de RSB du signal enregistré est faite en temps réel. Le pic de la première arrivée est détecté et l'énergie de l'ondelette au voisinage de ce pic est calculée. L'énergie du bruit est estimée via une centaine d'échantillons précédant le pic. Si le RSB n'est pas satisfaisant, le cycle d'acquisition peut être itéré un nombre pré-déterminé de fois pour obtenir un RSB cible. Si les conditions d'expérimentations sont bonnes, ceci n'intervient qu'un nombre limité de fois (1 à 3 % des cas, quand la réflexion du laser est mauvaise). Une augmentation sensible de la qualité globale de la mesure est ainsi obtenue pour une perte de temps minimale. La sommation des signaux en cas de répétition n'est pas une sommation simple mais un "stack" de diversité. C'est à dire que chaque signal est pondéré en raison inverse de l'énergie de son bruit ce qui permet de limiter l'impact de traces bruitées. Le stack de diversité donne un résultat optimal en cas de bruit gaussien [Embree 1968].

Enfin, pour les mesures 4D, une estimation de la répétabilité est importante. Pour cela, nous répétons la même mesure sur un unique point de réception. Nous appelons « séquence » une série de 10 acquisitions d'affilées (sans temps d'attente entre deux acquisitions). Nous réalisons au total 50 séquences de ce type espacées de 15 mn.

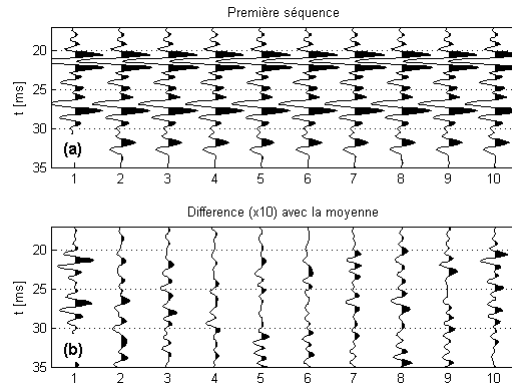


FIGURE 20: Mesure de répétabilité (a) 10 signaux enregistrés consécutivement lors d'une séquence (b) Différence (x10) par signal avec la moyenne des 10 signaux.

L'expérience se fait donc sur une durée de plus de 12 heures. La figure 20(a) montre une bonne répétabilité pour les 10 enregistrements de la première séquence. De fait, l'évolution du signal est peu visible. Pour la mettre en évidence, nous calculons un signal référence comme étant la moyenne des 10 signaux acquis et nous considérons la différence de chaque signal avec la référence. La figure 20(b) représente cette différence multipliée par 10 pour tous les signaux.

On s'intéresse également à l'évolution de la répétabilité non plus au sein d'une séquence mais pour les 50 séquences. C'est ce qui est fait figure 21(a) où est représenté le premier tir de chaque séquence. De la même manière que précédemment, on représente la différence entre chaque signal et la référence [fig. 21(a)]. On constate que l'erreur est plus importante quand on s'éloigne du milieu de l'expérience. Ainsi, aux alentours de 21 ms, l'ondelette résultant de la différence a une énergie qui diminue de la première jusqu'à la 25^{ème} pour ensuite réaugmenter jusqu'à la fin. On observe également que sa polarisation s'inverse. Cela laisse supposer une évolution - probablement une dérive - du milieu avec le temps. Cette dérive est principalement liée à l'évolutions de la température qui fait varier la vitesse du milieu et donc le temps d'arrivée des ondes. Ce phénomène est mis en évidence au début de la partie IV.

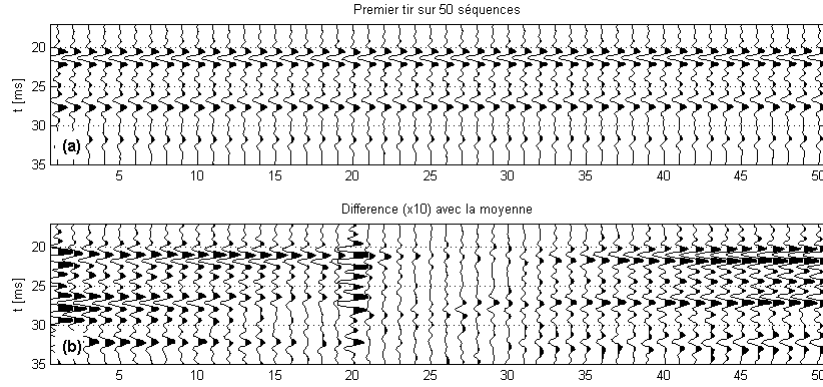


FIGURE 21: Différence avec la moyenne (a) premier signal de chaque séquence pour 50 séquences (b) différence (x10) de chaque signal avec la moyenne des 50 signaux.

On cherche maintenant à quantifier la répétabilité. On s'intéresse pour cela à la première arrivée vers 21 ms. On peut mesurer l'énergie de cette arrivée dans une fenêtre autour de son maximum et la comparer à celle de la différence d'avec la référence dans la même fenêtre. Cela correspond à la partie de signal qui est à l'intérieur du rectangle noir figure 22(a).

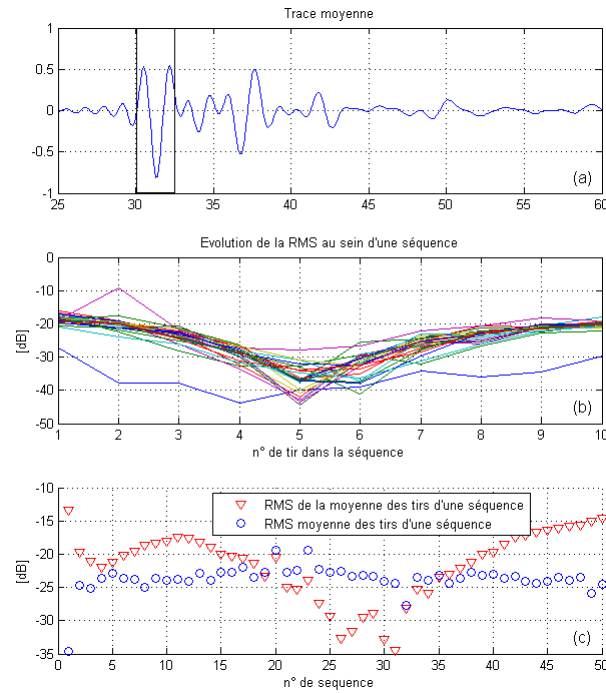


FIGURE 22: Evolution de la RMS (a) Moyenne des 10 traces d'une séquence. (cadre noir) Fenêtre temporelle utilisée pour le calcul de l'énergie (b) RMS entre la trace de référence et chacune des 10 traces de chaque séquence calculée dans la fenêtre pour 25 séquences (une sur deux). (c) (triangles rouges) RMS de la trace moyenne de chaque séquence. (ronds bleus) RMS moyenne des 10 tirs de chaque séquence.

On obtient ainsi une mesure dite RMS (pour *Root Mean Square*) ou racine de la différence quadratique moyenne. Si t_a et t_b sont les temps de début et fin de la fenêtre utilisée, $s_n(t)$ le signal n et $\hat{s}(t)$ la moyenne des signaux, la mesure RMS pour le signal n vaut :

$$RMS_n = \frac{\int_{t_a}^{t_b} (s_n(t) - \hat{s}(t))^2}{\int_{t_a}^{t_b} \hat{s}(t)^2}$$

On effectue deux types de mesure de RMS. Dans un premier temps, on s'intéresse à la répétabilité à court terme. C'est à dire que l'on mesure la RMS des 10 tirs consécutifs d'une séquence donnée. Pour cela, on crée un signal de référence en moyennant les 10 traces obtenues. Dans un deuxième temps, on fenêtré l'ondelette de première arrivée de la trace de référence et on calcule son énergie. Puis on compare ce résultat (en dB) avec l'énergie de la différence dans la fenêtre considérée. On obtient ainsi 10 mesures pour chacune des 50 séquences.

Ces mesures sont représentées figure 22(b) pour 25 séquences (une sur deux). On remarque une très bonne répétabilité : l'énergie de la différence est entre -17 et -40 dB sous celle de l'ondelette. L'allure de l'erreur est caractéristique et montre que les traces de début et de fin de séquences sont moins proches de la référence. On peut donc supposer qu'il y a là aussi une dérive. La figure 22(c) montre une RMS un peu moins bonne d'une séquence à l'autre (triangles rouges). Cela se comprend car il s'écoule beaucoup plus de temps entre deux mesures. Néanmoins, on obtient des valeurs comprises entre -15 et -35 dB qui restent raisonnables.

3 Propagation dans les gels d'Agar-agar

L'Agar-agar est une substance tirée d'une algue marine qui a la propriété de gonfler dans l'eau. Elle est notamment utilisée comme colle, comme laxatif, comme milieu de culture des bactéries et comme constituant des gelées en cuisine (source mediadico.com). Outre ces utilisations, l'agar-agar est couramment utilisé dans les expériences d'acoustique médicale, car ses propriétés élastiques sont proches de celles des tissus humains. En particulier, les vitesses des ondes de cisaillement (ou ondes S) et de Rayleigh y sont de l'ordre de quelques mètres par seconde aux concentrations utilisées (2 à 5% du volume d'eau).

C'est en partant de cette constatation qu'est venue l'idée d'utiliser ces gels pour des expérimentations de type géophysique. En effet, le calcul du coefficient de Poisson montre que les ondes de surface et les ondes de volume ont des vitesses proches. Or, ce mélange d'ondes de volume et d'ondes de surface de vitesses proches est analogue à ce que l'on rencontre dans les acquisitions de géophysique pétrolière où les ondes de volume P sont mélangées aux ondes de surface très énergétiques.

L'avantage de l'agar-agar est que, du fait des vitesses mises en jeu, il est possible de propager des ondes de fréquence 100 à 1000 Hz sur plusieurs longueurs d'onde à l'échelle du laboratoire.

Un gel d'Agar-agar est facile à réaliser et son utilisation est ancienne même en sismique. Dès 1927, la présence d'ondes de Rayleigh dans les gels est démontrée par mesure de la décroissance d'amplitude avec la profondeur [Terada and Tsuboi 1927]. En revanche, la mise en oeuvre de dispositifs d'acquisition plus complexes sur des gels n'avait pas encore été réalisée au début de ce travail.

La première étape de cette thèse a donc été la réalisation d'un premier gel de grande taille pour y tester la propagation des ondes dans un environnement de type géophysique.

3.1 Caractéristiques des gels et propagation

3.1.1 Vitesses des ondes S et P

L'agar-agar est principalement constitué d'eau. Certaines caractéristiques physiques en sont souvent proches. Dans notre étude nous cherchons en particulier à connaître la vitesses des ondes P (V_P), la vitesse des ondes S (V_S) et la vitesse de ondes de Rayleigh (V_R).

Dans un milieu isotrope, les équations de propagation rappelées au paragraphe 1.1 permettent d'exprimer la vitesse des ondes de volume en fonction des coefficients de Lamé (λ , μ) du milieu :

$$V_P = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} \quad (3)$$

$$V_S = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \quad (4)$$

Une estimation de ρ est donnée dans [Eudes 2004] pour des concentrations d'Agar de 1.5% et 3%.

$$\rho_{agar,1.5\%} = \rho_{eau} + 5.3$$

$$\rho_{agar,3\%} = \rho_{eau} + 11.2$$

En utilisant ces formules et en faisant une extrapolation linéaire nous pouvons estimer la masse volumique de l'agar-agar pour des valeurs de 1.5 à 6% selon, la formule :

$$\rho_{agar,c} = \rho_{eau} + 11.2c/3$$

où c est la concentration d'agar-agar en pourcentage. A 20°C, nous obtenons par exemple :

$$V_{P,4\%} = 1471.5 \text{ m/s}$$

$$V_{P,6\%} = 1466 \text{ m/s}$$

Nous constatons qu'au premier ordre, la vitesse des ondes P peut être considérée comme constante aux concentrations d'agar-agar utilisées (entre 3 et 6%). Pour de telles concentrations, nous mesurons expérimentalement des vitesses V_S comprises entre 7 et 12 m/s.

En appliquant la formule :

$$\frac{V_P}{V_S} = \sqrt{\frac{2(1-\nu)}{1-2\nu}} \quad (5)$$

nous retrouvons une valeur du coefficient de Poisson très proche de 0.5 ($\nu = 0.49998$) caractéristique d'un milieu très élastique.

En utilisant l'équation 4 et pour une valeur moyenne de V_S de 9.5 m/s nous obtenons $V_P/V_S \approx 158$ et $\mu \approx 100$ MPa, ce qui est très faible. En effet, le second coefficient de Lamé (ou module de cisaillement) vaut couramment de quelques dizaines à plusieurs milliers de GPa pour les métaux ou les roches. Dans les gels, cette faible valeur se devine au toucher - quand on appuie - car elle caractérise les solides mous.

3.1.2 Mesure des ondes de volume

La propagation d'ondes S en laboratoire est intéressante dans la mesure où l'onde se propage sur plusieurs longueurs d'ondes à l'échelle du dispositif. Cette longueur d'onde est fonction des fréquences émises selon $\lambda = f/V$. Dans notre cas, la première limite est celle du laser qui n'échantillonne pas au delà de 22 kHz. Si on tient compte du suréchantillonnage nécessaire à la bonne reconstruction du signal, cela signifie que la fréquence maximum des signaux émis doit être de l'ordre de 5 kHz.

A cette fréquence, la longueur d'onde des ondes P vaut 30 cm. Cela signifie que pour avoir une dizaine de longueur d'onde, la taille minimal du gel est de trois mètres. Si l'on veut plus d'une longueur d'onde en largeur et en profondeur on arrive à un poids qui devient vite limitant (plusieurs centaines de kilos).

En revanche, les ondes de cisaillement sont bien plus intéressantes. Avec une vitesse d'environ 10 m/s, on obtient une longueur de deux millimètres à 5 kHz. Nous avons vu dans la section 2 que pour des fréquences au delà de 1000 Hz, les ondes de cisaillement se propagent peu dans le gel. En tenant compte de cette limite et en émettant des signaux ayant une fréquence centrale d'environ 500 Hz, on arrive à une longueur d'onde de 2 cm. Or, il est tout à fait possible de réaliser des gels de 50 cm de long. Dans ces conditions, le dispositif nous permet de travailler avec plus de 20 longueurs d'onde dans une ou deux dimensions ce qui nous convient très bien.

Il faut maintenant compter avec une particularité des ondes de cisaillement. Ces dernières correspondent à un mouvement des particules de gel dans un plan orthogonal à la direction de propagation. La figure 23 montre deux exemples d'ondes de cisaillement (en bleu) se propageant d'une source S vers deux récepteurs A et B. Le mouvement des particules est indiqué par des doubles flèches en noir.

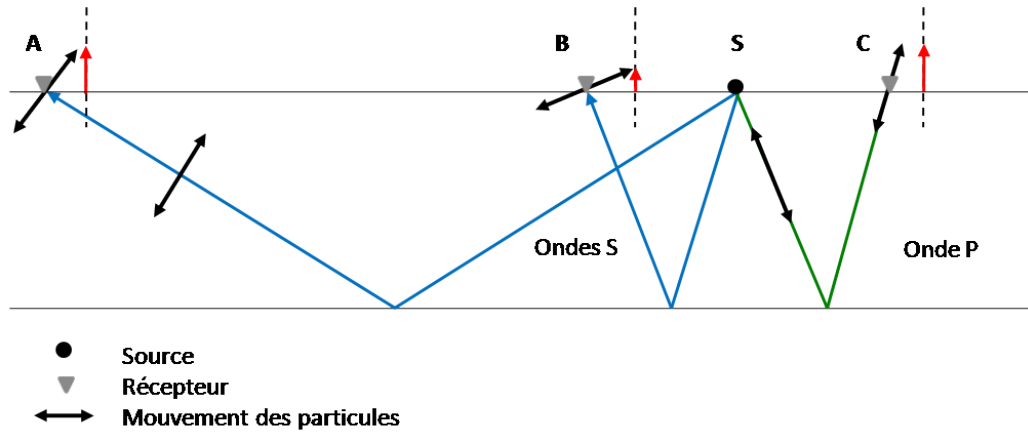


FIGURE 23: Composantes des ondes S et P. (S) point source (traits bleus) Propagation des ondes S (trait vert) Propagation d'une onde P (flèches noires doubles) Mouvement des particules (flèches rouges) Projection à la verticale de la vitesse des particules i.e. quantité mesurée par le laser.

On constate que les composantes horizontale et verticale d'une onde S sont fonction de l'offset. En effet, si l'offset est petit (trajet S-B) le plan de mouvement des particules au niveau du récepteur se rapproche de l'horizontale. La projection sur l'axe vertical de ce mouvement (flèche rouge) est réduite d'autant. Elle est même nulle à hauteur de la source S. Et comme le laser mesure la composante verticale de la vitesse à la surface du gel, il mesurera peu ou pas de signal à proximité de la source. En revanche, si l'on s'éloigne de la source, la composante verticale augmente et il sera possible d'obtenir un signal en réception. En vert est représenté le cas d'une onde P pour laquelle, à l'inverse, la composante verticale devient maximale quand on se rapproche de la source.

Le choix de s'intéresser aux ondes S nécessite donc un environnement où les offsets longs sont favorisés. Dans la pratique, cela n'a pas été une contrainte, au contraire. Il n'est pas aisé de faire des gels très profonds. Pour des gels carrés de 50 cm de côté et 12/13 cm de profondeur, 32 litres d'eau sont nécessaires. Augmenter sensiblement la profondeur obligerait à faire des gels d'une centaine de litres ce que nous voulions éviter. En travaillant à petite profondeur, on favorise des angles pour lesquels la composante verticale des ondes S est importante, ce qui permet de bien les mesurer.

3.1.3 Caractérisation des ondes de surface

On cherche maintenant à caractériser les ondes de surface. Dans nos expériences, il s'agit principalement d'un milieu à une ou deux couches homogènes. La couche en contact avec l'air est profonde de plusieurs longueurs d'onde. Dans ce cas les ondes de surface sont essentiellement des ondes Rayleigh [Aki and Richards 1981]. Pour les caractériser, on va chercher :

- à déterminer leur vitesse V_R en fonction de celle des ondes S.
- à caractériser leur polarisation via le rapport u_v/u_r où u_v est l'amplitude maximum de la composante verticale de l'onde et u_r celle de sa composante radiale.

Pour cela, on part de l'expression des vitesses verticale et radiale d'une onde de Rayleigh [Royer et Dieulesaint 1996].

En coordonnées cylindriques, on a pour la composante verticale :

$$u_v(z, r) = A(e^{-k\alpha_1 r} - \sqrt{\alpha_1 \alpha_2} e^{-k\alpha_2 r}) e^{i(\omega t - kz)}$$

Et pour la composante radiale :

$$u_r(z, r) = i \sqrt{\frac{\alpha_1}{\alpha_2}} A(e^{-k\alpha_1 r} - \sqrt{\alpha_1 \alpha_2} e^{-k\alpha_2 r}) e^{i(\omega t - kz)}$$

Avec :

$$A = \frac{\sqrt{1-R}}{1 + R^2(2 - R^2)(1 - R)/2}$$

$$R = \frac{V_R^2}{V_S^2}$$

$$\alpha_1 = \sqrt{1 - \frac{V_R^2}{V_P^2}}$$

$$\alpha_2 = \sqrt{1 - \frac{V_R^2}{V_S^2}}$$

On remarque que les deux composantes sont déphasées de $\pi/2$ et que leur rapport vaut $\sqrt{\alpha_1/\alpha_2}$.

Pour une onde de Rayleigh, l'équation établie par Lord Rayleigh en 1885 lie les vitesses V_P, V_S et V_R par :

$$16(1 - \frac{V_R^2}{V_S^2})(1 - \frac{V_R^2}{V_P^2}) = (2 - \frac{V_R^2}{V_S^2})^4$$

En considérant que $V_P \gg V_R$ nous pouvons supposer que le terme α_1 vaut 1. En posant $\nu = \alpha_2^2$ il reste à résoudre :

$$16\nu - (1 + \nu)^4 = 0 \text{ ou encore } f(\nu) = \nu \text{ avec :}$$

$$f(\nu) = (\frac{1 + \nu}{2})^4$$

La courbe résultante contient une racine différente de 1 pour $\nu = 0.0874$ [fig. 24]. On en déduit le rapport de vitesse des ondes de Rayleigh sur vitesse des ondes de cisaillement qui vaut 0.955. L'onde de Rayleigh se propage donc à une vitesse très proche de l'onde S. Notre milieu crée donc un mélange d'ondes de volume et d'ondes de surface dans lequel des algorithmes de séparation peuvent être testés.

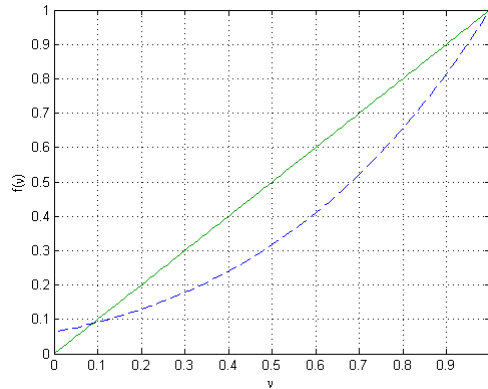


FIGURE 24: Racines de l'équation $\nu = (\frac{1+\nu}{2})^4$.

Les calculs effectués donnent la valeur du rapport :

$$\frac{u_v(0, r)}{u_r(0, r)} = \sqrt{\frac{\alpha_1}{\alpha_2}} = 3.0$$

Ce qui est une donnée supplémentaire pour contribuer à valider la détection d'ondes de Rayleigh dans le milieu.

3.1.4 Ondes converties

Concernant les ondes propagées dans le milieu, nous devons aussi prendre en compte les ondes converties, en particulier les ondes PS. Pour cela, nous nous référons aux formules données dans [Aki and Richards 1981] au chapitre 5. En premier lieu, nous pouvons exprimer l'angle d'incidence des ondes converties S en fonction des ondes incidentes P :

$$\sin\theta_S = \frac{V_S}{V_P} \sin\theta_P$$

Comme la vitesse des ondes P est très supérieure à celle des ondes S dans l'Agar-agar, nous en déduisons :

$$\sin\theta_S \approx 0$$

Nous pouvons ensuite exprimer le taux de conversion des ondes PS :

$$\alpha_{PS} = \frac{4p \frac{V_P}{V_S} \frac{\cos\theta_P}{V_P} \left(\frac{1}{V_S^2} - 2p^2 \right)}{\left(\frac{1}{V_S^2} - 2p^2 \right)^2 + 4p^2 \frac{\cos\theta_P}{V_P} \frac{\cos\theta_S}{V_S}} \approx \frac{4p \frac{V_P}{V_S} \frac{\cos\theta_P}{V_P} \left(\frac{1}{V_S^2} - 2p^2 \right)}{\left(\frac{1}{V_S^2} - 2p^2 \right)^2 + 4p^2 \frac{\cos\theta_P}{V_P V_S}}$$

où p est le paramètre de rai.

On peut représenter les valeurs prises par dans le cas de l'Agar-agar [fig. 25 rouge] et comparer au cas d'un milieu plus représentatif des conditions terrains pour lequel on a $V_P = 1.85V_S$ [fig. 25 vert]. On remarque que les ondes converties sont bien plus faibles que les ondes P incidentes avec un taux maximum de conversion d'environ $13.5 \cdot 10^{-3}$. Dans une première approximation, on pourra donc négliger les ondes converties.

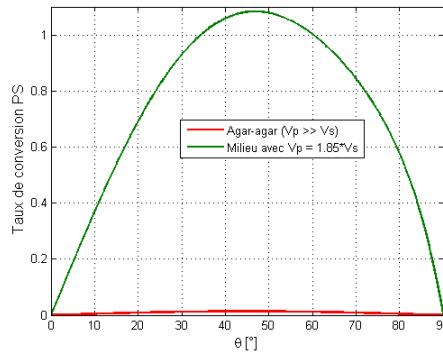


FIGURE 25: Coefficient de conversion des ondes P en ondes S.

3.2 Fabrication

La fabrication du gel n'est pas aisée du fait de la taille des blocs de gel. L'astuce consiste à faire le gel en deux temps.

Une fois les quantités d'eau et d'agar-agar déterminées, les trois quarts de l'eau environ sont portés à 98-100°C. L'eau restante est maintenue à 60°C.

L'agar-agar est disposé dans un récipient annexe dans lequel l'eau à 60°C est ajoutée petit à petit. Des grumeaux se forment mais sont faciles à faire disparaître. L'eau étant à température moyenne, le gel ne prend pas et l'on dispose du temps nécessaire pour obtenir un mélange homogène.

Une fois le mélange obtenu (il est assez liquide) il doit être mélangé rapidement au reste de l'eau plus chaude et versé ensuite dans le bac sans tarder car le gel prend très vite sur les bords. Si la concentration est élevée (5-6%) le gel peut se rider en surface et présenter des vaguelettes qui, une fois séchées, baisse la qualité de la mesure et l'homogénéité du milieu. On peut conserver ces vaguelettes si l'on cherche un milieu perturbé. Sinon, une première solution est de retourner le gel refroidi. Une autre solution consiste à attendre que le gel prenne en surface et à enlever à la main le gel solidifié qui forme un film au dessus du reste encore liquide.

Pour des raisons mal identifiées - peut-être du fait de bactéries - on peut assister à la création de bulles de gaz dans le gel au bout de quelques jours. Ces bulles peuvent être d'assez grande taille (jusqu'à 2 cm de diamètre) c'est à dire d'une taille équivalent aux longueurs d'ondes sismo-acoustiques. Elles contribuent à générer un milieu perturbé mais en général, elles sont indésirables. En mélangeant de l'éthanol avec le gel (0.5 %) on peut s'affranchir de ce phénomène.

Dans ces conditions, les gels peuvent être utilisés sur des périodes allant de 6 à 8 mois s'ils sont régulièrement humidifiés.

3.3 Tests préliminaires

La mesure avec le laser s'est avérée assez simple dans la mesure où, aux fréquences utilisées et pour un gel bien lisse, le rapport signal-bruit est excellent. Les premiers tests ont consisté à évaluer la qualité du signal, et à caractériser les ondes de Rayleigh.

3.3.1 Acquisition monocomposante

Sur un gel bien lisse, les données sont de très bonne qualité. La figure 27(a) donne le résultat d'une acquisition de points sources espacés de 0.5 cm pour un unique point récepteur et un *sweep* allant de 10 à 850 Hz. On observe facilement la première arrivée et de nombreuses réflexions.

3.3.2 Caractérisation des ondes de Rayleigh

Pour caractériser les ondes de Rayleigh, il a fallu mesurer les composantes verticales et horizontales de la première arrivée (mesure 2C). Plusieurs méthodes ont du être testées avant d'arriver à un résultat probant.

La première tentative de mesure 2C a été réalisée avec deux accéléromètres enregistrant simultanément les composantes verticales et radiales. Sur une vis disposée à la surface du gel, un cube a été collé pour recevoir un premier accéléromètre sur la face du haut et un second sur une face perpendiculaire à l'axe radial. Outre les inconvénients évoqués au chapitre précédent concernant le couplage avec le gel et la taille des vis, il a fallu compter dans cette expérience avec le couplage accéléromètre/cube et la taille de récepteur ainsi formé. Néanmoins, ceci a permis l'enregistrement de signaux déphasés comme doivent l'être les différentes composantes de vitesse

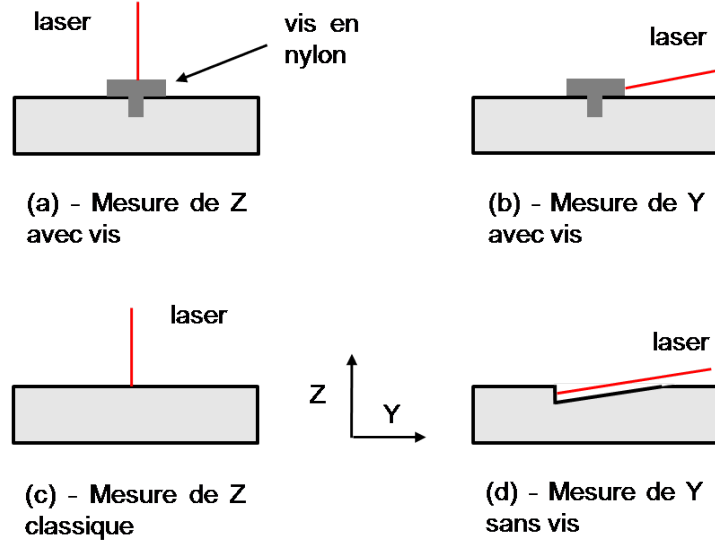


FIGURE 26: Contact du laser avec la surface à mesurer (a) mesure de la composante verticale en utilisant une vis (b) mesure de la composante horizontale en utilisant une vis (c) mesure de la composante verticale directement sur le gel (d) mesure de la composante horizontale par incision du gel. Dans tous les cas, la surface perpendiculaire au rayon est peinte en blanc.

d'une onde de Rayleigh. Cependant, les défauts du récepteur ajouté au fait que l'expérience était difficilement répétable a conduit à tenter d'autres méthodes.

La deuxième tentative a été faite à l'aide du laser. Une vis légère - en nylon - avec une tête et des bords plans a été vissée dans le gel [fig. 26 (a) et (b)]. La tête a été orientée de telle manière qu'elle ait une surface verticale plane dans l'axe source-récepteur. En éclairant la vis par dessus, il était possible de mesurer la vitesse verticale de la tête de la vis et donc - au couplage vertical près - celle du gel. En éclairant la surface verticale avec un rayon rasant, il est possible de mesurer la vitesse horizontale de la tête de la vis et - au couplage horizontal près - la vitesse horizontale du gel.

Les signaux obtenus ont montré une belle polarisation prograde mais avec un ratio u_v/u_r trop différent de la théorie (1.0 au lieu de 3.0). La prise en compte de l'impact de la vis - sur le couplage ou comme dispositif de moyennage local des mesures - pourrait constituer un sujet d'étude intéressant que nous n'avons pas fait faute de temps.

Une troisième méthode a permis un meilleur résultat. La composante verticale est mesurée directement sur le gel comme pour la majorité de nos mesures. Pour la composante horizontale, une fine incision est faite dans le gel pour libérer un plan vertical de 2 ou 3 millimètres de côté [fig. 26(d)]. Cette profondeur est relativement faible devant la longueur d'onde de sorte que l'on espère que les caractéristiques de l'onde de Rayleigh ne sont pas affectées, en dépit de l'évolution rapide du ratio u_v/u_r avec la profondeur. On constate figure 27 que les signaux sont toujours de bonne qualité, en particuliers sur la composante Y.

Pour le calcul de la polarisation, on somme plusieurs traces après alignement des temps d'arrivée [fig. 28(a)] et on observe leur polarisation [fig. 28(b)].

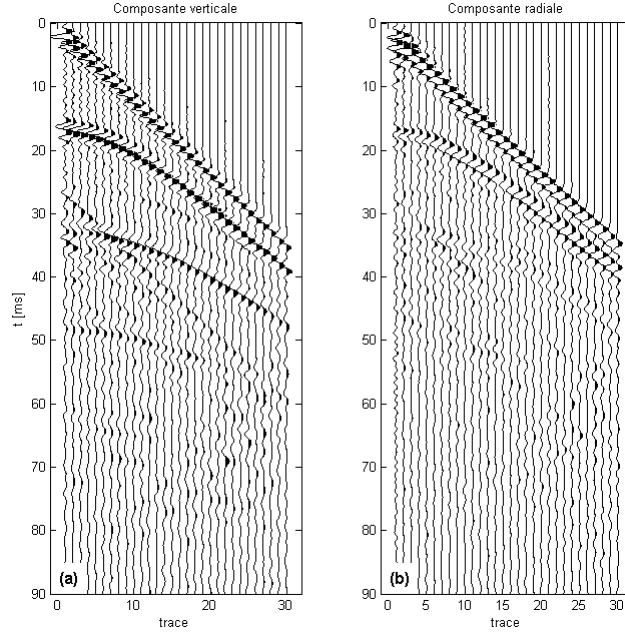


FIGURE 27: Composantes (a) verticale et (b) radiale de la vitesse mesurées sans vis.

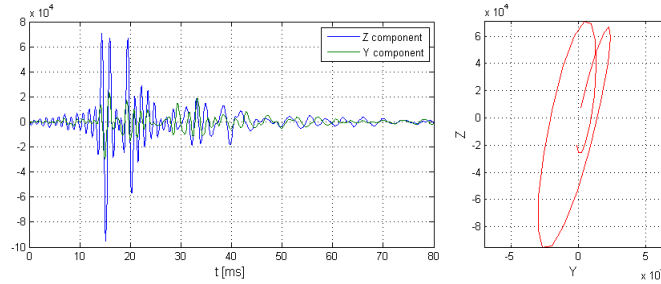


FIGURE 28: (a) Composante (bleu) verticale et (vert) horizontale du mouvement moyennées sur la ligne d'acquisition après compensation des temps d'arrivées. (b) Polarisation de l'onde.

Dans cette dernière mesure, on obtient à nouveau une polarisation pro-grade avec en plus un rapport u_v/u_r de 3.2 pour 3.0 en théorie. Cette dernière étape nous permet de conclure de façon satisfaisante à la mise en évidence de la propagation d'ondes de Rayleigh dans le milieu.

3.3.3 Imperfections de la source

L'utilisation de sources piézo-électriques s'est avérée être une bonne solution. Néanmoins, ces sources peuvent avoir des effets indésirables que nous avons du évaluer.

A - Modification du signal

Dans cette thèse, le traitement d'antenne a été l'un de nos principaux outils. Lors de l'utilisation d'une antenne, plusieurs sources sont en contact avec le gel simultanément (cf. paragraphe 2.3.3). Elles modifient donc le milieu et sont susceptibles de perturber le signal émis par effet

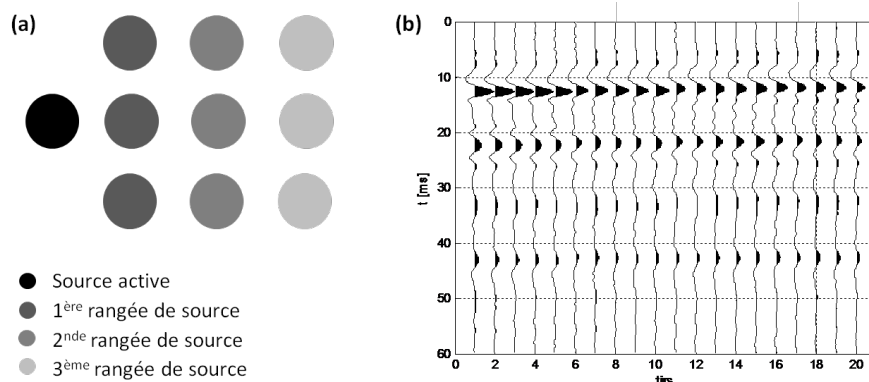


FIGURE 29: Impact des sources (a) Disposition des sources dans les quatre configurations testées : piézo source seul ; piézo source avec une, puis deux et trois rangées de piézo “muets” entre la source et le récepteur (b) Enregistrement de cinq traces pour chacune des configurations : tirs 1 à 5 source active seule, tirs 6 à 10 avec une rangée de piézos “muets” puis 11-15 et 16-20 avec deux et trois rangées de piézos “muets”.

d’ombre.

Pour évaluer ce phénomène, nous avons effectué une série d’acquisitions en utilisant une unique source émettrice et un récepteur. En premier lieu, nous avons réalisé cinq acquisitions simultanément avec la source émettrice seule. Dans le second cas, nous avons ajouté une rangée de trois piézos entre la source et le laser et nous avons effectué cinq acquisitions supplémentaires. Et de même avec une seconde puis une troisième ligne. Le dispositif résumant ces expériences est représenté à la figure 29(a) et les vingt acquisitions résultantes à la figure 29(b). On constate une évolution du signal et de la première arrivée (entre 12 et 15 ms) en particulier.

Pour mieux mettre en évidence cette évolution, nous avons moyenné les cinq acquisitions de chaque dispositif et calculé le spectre du signal résultant. Le résultat est donné figure 30. L’ondelette noire est celle du premier dispositif en l’absence de ligne de piézo. On constate qu’elle arrive légèrement plus tard que les autres mais que son amplitude est plus importante. Au fur et à mesure de l’ajout des lignes, les ondelettes perdent en amplitude et arrivent plus tôt.

La variation de temps d’arrivée peut s’expliquer de la façon suivante. La première ondelette est principalement une onde de surface. On peut supposer qu’une partie de la vibration du gel affecte les piézos posés sur le gel. Ceux-ci étant en métal, la vitesse de l’onde qui les traverse est beaucoup plus importante. Une partie de l’onde transmise au métal du piézo est donc accélérée ce qui explique une arrivée précoce.

La diminution d’amplitude peut s’expliquer par le fait que l’accélération constatée d’une partie de l’ondelette étale l’énergie sur une plus grande durée. Il est aussi possible qu’une partie de l’énergie soit perdue dans la mise en mouvement des piézos intercalés.

L’observation des spectres montre que les signaux diffèrent surtout aux hautes fréquences (au dessus de 500 Hz). Une perte de 10 à 15 dB est observée aux alentours de 700 et 1100 Hz. Le choix d’une bande de fréquence plus basse devrait permettre de diminuer le phénomène observé.

La suite du signal est plus difficile à interpréter car différentes ondes s’y mélangent : des ondes de surface (réflexions sur les bords) et des ondes de volume. Le phénomène de retard est observé sur le deuxième paquet d’ondelettes aux alentours de 11 ms. Il peut s’agir des rebonds sur le bord du bocal qui sont également des ondes de surface affectées par les rangées de piézos. Dans la suite du signal, la reproductibilité semble moins affectée à première vue.

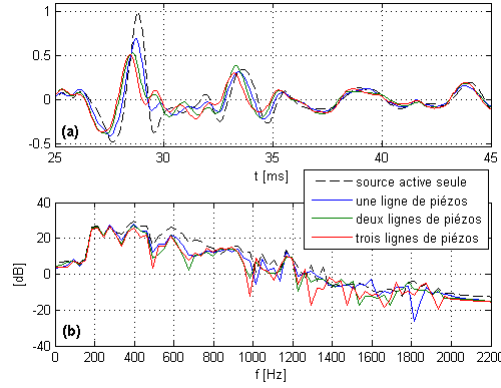


FIGURE 30: Impact des sources piézo-électriques sur le gel (a) trace moyenne et (b) spectre des 5 traces enregistrées dans les quatre configurations.

Pour mieux apprécier l'impact de cette imperfection de nos antennes, l'étude du diagramme de rayonnement des ondes de volume est un point à considérer. En effet, on cherche à s'affranchir des ondes de surface. Que les sources couplées avec la source d'émission créent des émissions parasites n'est pas forcément gênant. On cherche à s'affranchir des dernières comme des premières.

Les caractéristiques d'une source vibrante en géophysique ont été largement étudiées [Miller et Pursey 1954], en particulier dans le cas d'une plaque [Baeten et Ziolkowski 1990]. La formule du diagramme de rayonnement d'un disque rayonnant est donnée dans le cas général par [Royer et Dieulesaint 1996] :

$$u_t(\theta) = A \frac{\sin 2\theta \sqrt{1/\mu^2 - \sin^2 \theta}}{4(1 - 2\sin^2 \theta)^2 + \sqrt{(1 - \sin^2 \theta)(1/\mu^2 - \sin^2 \theta)}}$$

Dans le cas d'un gel d'Agar-Agar ($V_p/V_s \approx 158$) le diagramme de rayonnement des ondes S est représenté en rouge figure 31. Pour comparaison, le diagramme de rayonnement d'une roche ($V_p/V_s \approx 2$) a été dessiné (ligne bleue pointillée) afin de visualiser dans quelles mesures notre dispositif se rapproche d'une configuration terrain. Il est possible d'obtenir ce diagramme de rayonnement expérimentalement. [Bretaudeau 2010] utilise un semi-cylindre de PVC. [Fukushima et al. 2009] présentent une analyse expérimentale très complète des différents diagrammes de rayonnement d'une pastille piézo-électrique. Dans les gels, il convient de se référer à [Catheline et al. 1999].

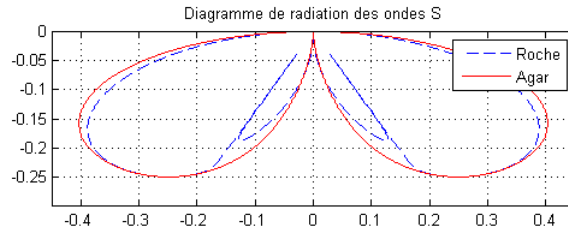


FIGURE 31: Diagramme de rayonnement des ondes S dans l'Agar-agar et comparaison avec une roche.

On constate que pour ce diagramme de rayonnement il n'y a pas d'onde de volume se propageant le long de la surface. Donc les défauts de notre dispositif n'affecte que les ondes de surface. En particulier, les ondes S ne sont pas affectées par les pastilles piézo-électriques disposées à la surface.

On constate également qu'à la différence des ondes P, les ondes S ne se propagent pas à la verticale. Ce sont les angles entre 20 et 70° qui sont favorisés. Dans notre situation, c'est un avantage car nous avons réalisé des environnements qui privilégient les offsets longs (cf. §3.1.2).

B - Couplage entre sources

Dans l'expérience précédente, les sources "parasites" sont simplement disposées sur le gel. Rien ne les relie. Dans la pratique et comme vu au chapitre 2.3.3, nous avons utilisé plusieurs antennes pour lesquelles les sources sont solidaires d'un même support. La vibration de la source émettrice peut donc se propager aux autres *via* le support et créer des émissions parasites. C'est ce que nous avons observé, en particulier avec la première antenne. Elles sont très visibles entre 9 et 28 ms sur la figure 32 où des signaux à l'allure de chevrons démarrant un peu avant 10 ms correspondent à des émissions parasites.

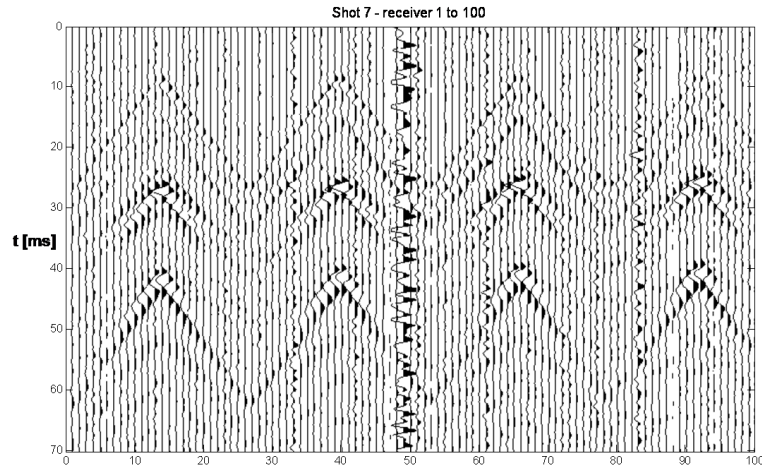


FIGURE 32: Données brutes.

La dégradation du signal la plus visible est donc celle provoquée par les signaux parasites émis par les piézos non-émetteurs. Nous verrons par la suite dans quelle mesure ces signaux nous gênent, sachant que de nouvelles antennes diminuant cet effet ont été réalisées.

C - Sources non ponctuelles

Nous avons vu que les tailles de sources utilisées sont de l'ordre de la longueur d'onde moyenne des signaux. Elles ne peuvent donc pas être considérées comme ponctuelle *a priori*. Toutefois, nous observons que leur comportement ne s'en éloigne pas trop. En particulier, la figure 27 montre que même aux offsets très courts (0.5 cm de la source), la forme de l'ondelette ne varie pas trop et que l'effet de champ proche devient vite négligeable. Dans la pratique, nos expériences s'appuient rarement sur les traces à offsets très courts. En premier lieu car les ondes de volume y sont peu visibles et aussi parce que beaucoup de nos expériences mettent en jeux des antennes sources et réceptions distantes d'une dizaine de centimètres.

3.4 Conclusion

Les tests effectués ont montré les limites de l'environnement mis en oeuvre : que ce soit pour la longueur des trajets liés à l'atténuation, les limitations en fréquences hautes ou basses, les émissions parasites... Néanmoins, les signaux sont de bonne et parfois de très bonne qualité et il est possible de détecter plusieurs ondes sur les données brutes. Ces résultats valident les choix effectués et nous encouragent à aller plus loin, en particulier à l'aide d'algorithmes de traitement et de séparations des ondes. La partie suivante est donc consacrée à l'adaptation de l'algorithme dit de « formation de voie » à nos données de laboratoire.

Enfin, nous devons mentionner une étude supplémentaire qui aurait pu être menée, celle du couplage des sources avec le milieu. Quelques tests ont été effectués mais sans étude systématique. Cela a permis en particulier de constater l'amélioration du couplage en ajoutant une masse à la source. Dans le cas d'une source unique, l'étude de la répétabilité a montré une bonne stabilité de la source en dépit d'une dérive liée à la température. De fait, nous avons souvent procédé de façon expérimentale en ne nous attaquant aux imperfections du système que s'ils apparaissaient importnat *a posteriori*. Dans le cas du couplage des sources, les résultats obtenus ne nous ont pas laissé soupçonner de conséquences importantes pour les algorithmes que nous avons utilisés.

Troisième partie

Double formation de voie en laboratoire

1 Traitement d’antennes

1.1 Introduction

Le traitement d’antenne est une discipline déjà ancienne et dont les premières formulations apparaissent dès la fin du XIX^e siècle. [Brown 1899] observe que si l’on dispose au même endroit deux éléments rayonnants parcourus par des courants sinusoïdaux en opposition de phase, alors le champ total émis est nul. En revanche, si ces éléments sont éloignés d’une demi longueur d’onde, on obtient un maximum d’intensité dans l’axe des deux éléments. On trouve de nombreuses références sur cette discipline au début du XX^e siècle, comme par exemple [Frost 1926, Friis 1925]. Le développement des techniques associées connaîtront un essor pendant la deuxième guerre mondiale. C’est ensuite en astrophysique [Bracewell 1957], en détection nucléaire [Carpenter 1965] et dans le domaine du radar que les utilisations d’antennes réceptrices se sont le plus développées. [Garrett 2012] dresse un résumé intéressant de ces différentes évolutions. Dans un second temps, des applications apparaissent avec l’utilisation simultanée d’une antenne source et d’une antenne réceptrice. On parle alors de double formation de voie. La technique est maintenant largement utilisée dans de nombreuses disciplines, en particuliers dans les domaines liés à l’océanographie ou la sismologie [Weber et al. 1996, Gouédard 2008b, Roux et al. 2008, Iturbe 2010]. Elle a connu un intérêt renouvelé avec l’arrivée de la téléphonie mobile et des traitements dits “d’antennes intelligentes” ou *smart antennas* [Liu et Weiss 2010].

1.1.1 Description

Une antenne est un dispositif comprenant une série de récepteurs ayant ou non une géométrie remarquable. Un cas des plus simples est celui de l’antenne linéaire pour laquelle les récepteurs sont disposés en ligne. On peut de plus choisir une distance inter-récepteur constante et obtenir une antenne souvent rencontrée dans la pratique : l’antenne linéaire uniforme (ALU).

Une antenne est donc définie par le nombre de ses récepteurs et leur position dans l’espace. Les récepteurs sont sensibles à une grandeur physique d’intérêt (pression acoustique, vitesse, champ électromagnétique) se propageant sous forme d’onde dans le milieu. Ils transforment la

valeur de cette grandeur en un signal temporel $s(t)$ - en volt par exemple.

L'intérêt d'une antenne est de disposer de la valeur d'un champ en plusieurs points simultanément. De très nombreux traitements existent pour tirer partie de cet échantillonnage spatial et caractériser le signal qui arrive sur l'antenne, en particulier l'angle d'incidence de l'onde, ce qui est impossible au moyen d'un seul récepteur.

Ces traitements sont d'autant plus efficaces que l'antenne est adaptée aux caractéristiques de l'onde (échantillonnage spatial et temporel, précision de la mesure, quantification...). Enfin, dans le cas de plusieurs ondes arrivant sur la même antenne, il est souvent intéressant de pouvoir les détecter, les séparer et si possible les identifier. C'est en particulier le cas en géophysique où les ondes issues de réflexions/réfractions en profondeur sont masquées par les ondes se propageant à la surface ou par les ondes interférentes liées à des réflexions ou réfractions parasites.

1.2 Théorie

1.2.1 Formation de voie

L'algorithme de traitement d'antenne le plus connu (et sans doute le plus intuitif) est l'algorithme dit de "formation de voie". Si on dispose d'une antenne suffisamment éloignée du point source, l'onde arrivant sur l'antenne est une onde quasi-plane. Cela signifie que les points du champ vibrant en phase sont sur un même plan et que leurs différences de temps d'arrivées sur chaque récepteur de l'antenne ne dépendent que de l'orientation de ce plan par rapport à l'antenne.

Un exemple est montré sur la figure 1(a) pour une onde plane arrivant sur une ALU. La formation de voie consiste en une opération de "décalage-sommation" qui permet de retrouver la direction d'arrivée de l'onde plane. Même sans connaître la position de la source, il est possible de décaler les signaux enregistrés sur chaque récepteur pour les mettre en phase.

Dans le cas de la figure 1(a) une onde plane perpendiculaire au plan du graphique arrive sur une antenne de sept récepteurs sous un angle $\theta=60^\circ$. Les signaux reçus à chaque récepteur sont enregistrés et l'on observe un décalage entre signaux dus à l'angle d'incidence de l'onde et fonction de la vitesse dans le milieu [fig. 1(b)]. Si l'onde était arrivée sur l'antenne sous un angle de 90° , on aurait obtenu des signaux en phase dont la sommation aurait donné un pic d'intensité maximal. On peut retrouver ce pic en testant divers décalages caractéristiques d'un angle d'incidence possible et en sommant les résultats. On souhaite par exemple tester si l'onde arrive sous un angle donné θ_{obs} et on suppose connue la vitesse V du milieu. Si on prend comme référence de l'axe de l'antenne le récepteur du bas et que l'on suppose que l'onde arrive sur ce récepteur au temps 0, on en déduit que pour un point de l'antenne de coordonnée z , l'onde arrive avec un retard $\tau = z \cos \theta_{obs} / V$. En particulier, pour le récepteur n , le retard vaut $\tau_n(\theta) = e(n-1) \cos \theta / V$, où e est la distance entre 2 récepteurs et n le numéro de récepteur. On peut donc compenser le signal de chaque récepteur par le retard correspondant. Si $\theta_{obs} = \theta$, les signaux de chaque récepteur vont être mis en phase avec celui du récepteur de référence et leur sommation présentera une valeur maximum. Figure 1(c) sont représentés les signaux compensés pour $\theta = 60^\circ$ et $\theta_{obs} = 81^\circ$. L'angle testé ne correspondant pas à l'angle d'arrivée, les signaux ne sont pas mis en phase et leur somme ne présente pas de pic caractéristique [fig. 1(d)]. En revanche, si l'angle observé correspond à l'angle d'incidence, la somme des signaux compensés présente un pic [fig. 1(e) et (f)].

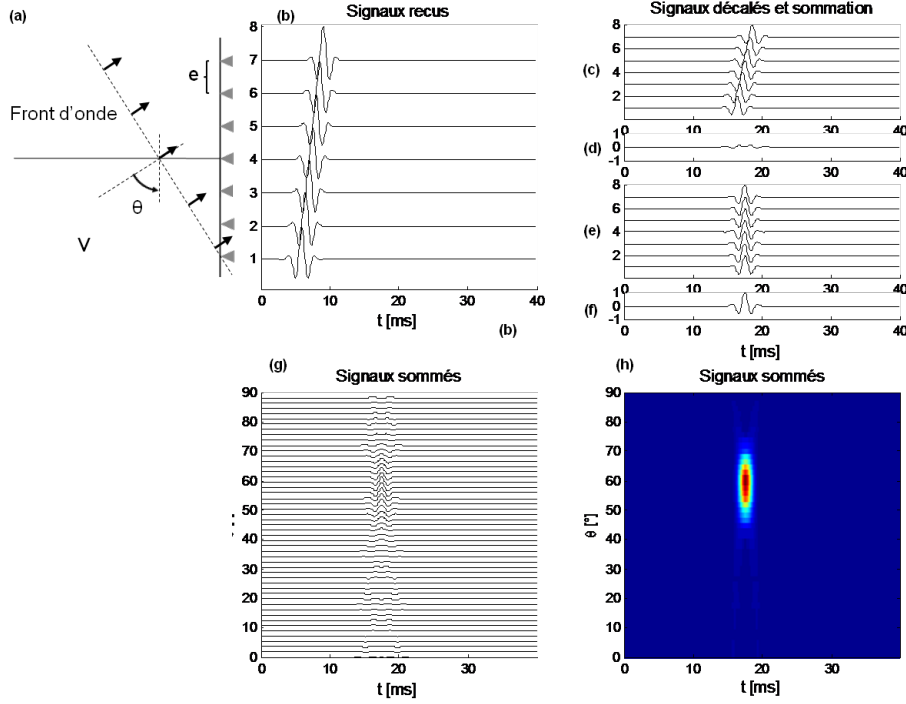


FIGURE 1: Simple formation de voie. (a) Onde plane arrivant sur un réseau de récepteurs sous un angle θ . V vitesse de l'onde au voisinage de l'antenne, e espacement inter-récepteur. (b) Enregistrement des signaux reçus aux sept récepteurs. (c) Signaux décalés pour un angle de 9° et (d) leur sommation. (e) Signaux décalés pour un angle de 59.4° et (f) leur sommation. (g) Ensemble des signaux sommés pour 50 valeurs d'angle de 0 à 90° . (h) Enveloppe des signaux décalés et sommés et angles correspondants.

Pour une collection d'angles θ_{obs} variant de 0° à 90° , on somme ainsi la contribution de tous les récepteurs après décalage. On obtient alors le résultat de la figure 1(g). Pour une meilleure lisibilité des résultats, on prend l'enveloppe des signaux après sommation et on peut varier le mode de représentation [fig. 1(h)]. On observe bien un pic d'intensité autour de la valeur 60° vers 18 ms.

La vitesse V du milieu peut être inconnue. Dans ce cas, on introduit la grandeur $u = \cos\theta/V$ appelée aussi lenteur apparente. La formation de voie consiste alors à scanner les retards en fonction de u et non plus de θ . On notera que pour une valeur de u donnée, il peut y avoir une infinité de couples (θ, V) .

Par la suite, on note $x_i(t)$ le signal de la $i^{\text{ème}}$ antenne et $s(t)$ le signal émis. Mathématiquement, le décalage d'un signal peut être représenté par une convolution avec un dirac. Pour un décalage de temps T du signal, la contribution du récepteur i vaudra donc $x_i(t) = s(t) * \delta(t - T)$ si $*$ représente l'opérateur de convolution. Avec des récepteurs également espacés d'une distance e et pour un angle d'incidence θ cette contribution devient $x_i(t) = s(t) * \delta(t - \tau_i(\theta))$.

On peut maintenant écrire la forme générale de l'intensité en sortie de la formation de voie :

$$S(t, \theta_{obs}) = \sum_i x_i(t) * \delta(t - \tau_i(\theta_{obs}))$$

L'opérateur de formation de voie permet donc de passer d'un espace à deux dimensions (x, t) dans un autre espace à deux dimensions (θ, t) .

1.2.2 Repliement spatial

On considère une onde plane monochromatique arrivant sur une ALU avec une vitesse V et sous un angle θ [fig. 2(a) - trait bleu]. On constate qu'à un instant donné, chaque récepteur voit une partie différente du signal [fig. 2(a) - points bleus]. L'antenne réalise donc un échantillonnage. Cet échantillonnage étant lié à la position des récepteurs, on parle d'échantillonnage spatial. Le signal enregistré à un instant donné est donc en but à tous les phénomènes classiques de l'échantillonnage. Ainsi, l'antenne étant de taille finie, elle réalise un fenêtrage. Cela signifie que comme avec un échantillonnage en temps, le spectre du signal dans le domaine des « fréquences spatiales » - ou nombre d'onde - présente des lobes secondaires. De même, si l'échantillonnage n'est pas assez fin et ne respecte pas le critère de Nyquist, on est confronté au repliement. On a vu au paragraphe précédent que pour une ALU, le temps entre deux échantillons vaut $\tau = e \cos \theta / V$. Si la fréquence du signal est f , on doit avoir $1/\tau > 2f$ pour éviter le repliement des spectres dans le domaine spatial. La condition sur l'espacement des récepteurs est donc :

$$e < V/(2f \cos \theta) \quad (1)$$

On constate donc que si f augmente, l'espacement entre récepteurs doit diminuer. Si tel n'est pas le cas, l'échantillonnage est insuffisant comme on le voit pour l'onde représentée en vert figure 2(a) où l'on a moins de deux échantillons (points verts) par période. De même, si la vitesse diminue - le signal s'étale sur une moindre distance - on se retrouve dans le cas de la figure 2(b) [onde en trait fins] pour laquelle l'échantillonnage est dégradé. Enfin, on peut illustrer l'impact de l'angle d'incidence [fig. 2(b) - trait gras] dont l'augmentation dégrade encore l'échantillonnage.

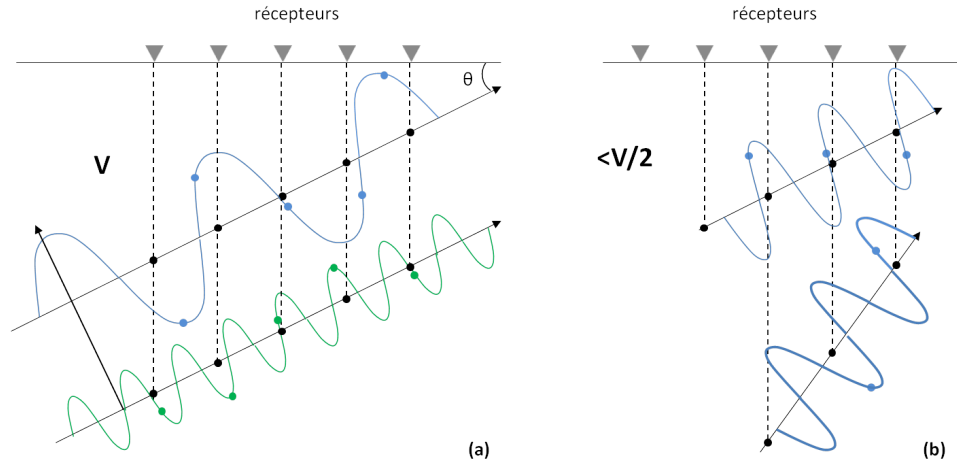


FIGURE 2: Repliement spatial dans le cas d'ondes planes monochromatiques arrivant sur une ALU. (a) Fréquence plus basse (trait bleu) ou plus haute (trait vert) (b) Impact de la vitesse (trait fin) et de l'angle d'incidence (trait gras).

1.2.3 Antennes 2D

Par la suite, on peut être amené à utiliser des antennes 2D [fig. 3]. Dans ce cas, les retards entre chaque récepteur et le récepteur de référence sont fonction de deux paramètres : l'angle d'incidence θ et l'azimut ϕ . Un rapide calcul va nous permettre de calculer l'expression de ce retard.

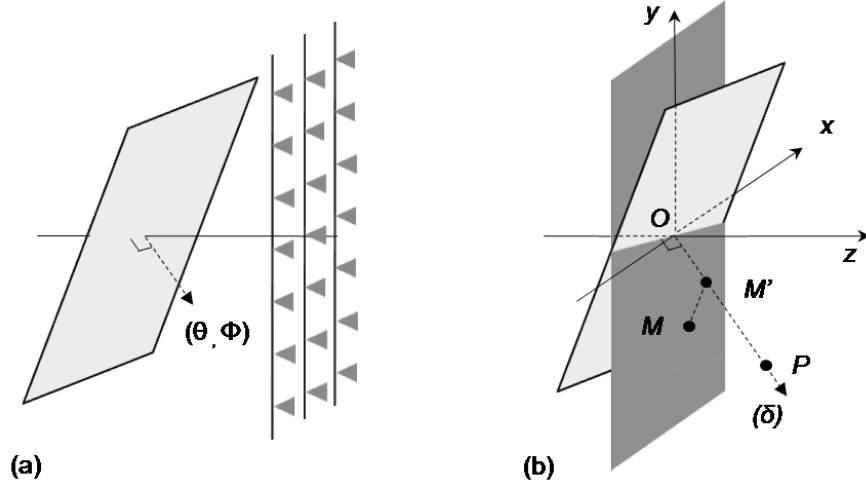


FIGURE 3: Antenne 2D. Onde plane arrivant sur antenne 2D.

Pour calculer ce retard, on se place dans un repère orthonormé dont l'origine O est le centre de l'antenne. On suppose de plus que l'antenne est dans le plan (x,y) . Un point M de l'antenne aura donc des coordonnées de la forme $M(x,y,0)$. On considère ensuite une onde arrivant d'une direction δ caractérisée par les angles d'incidence et d'azimut θ et ϕ . Si la vitesse V est connue au voisinage de l'antenne, le calcul de la différence de temps de trajet pour une onde arrivant selon δ se réduit à un calcul de distance.

Considérons un point P de δ tel que $\overrightarrow{OP'}$ soit unitaire. Ses coordonnées sont :

$$P \begin{pmatrix} \cos\phi\cos\theta \\ \sin\phi\cos\theta \\ \sin\theta \end{pmatrix}$$

On considère le point M' de δ tel que $\overrightarrow{MM'}$ est orthogonal \overrightarrow{OP} . Dans ce cas, la distance $\|\overrightarrow{OM'}\|$ correspond à la différence de trajet entre les deux points du plan d'onde arrivant respectivement en M et en O . Soit t tel que $\overrightarrow{OM'} = t \cdot \overrightarrow{OP}$. On a en outre $\overrightarrow{MM'} \cdot \overrightarrow{OP} = 0$ avec :

$$\overrightarrow{MM'} \begin{pmatrix} t\cos\phi\cos\theta - x \\ t\sin\phi\cos\theta - y \\ t\sin\theta \end{pmatrix}$$

soit :

$$t(\sin^2\phi + \cos^2\phi\sin^2\theta + \cos^2\phi\cos^2\theta) = x\cos\phi\sin\theta + y\cos\phi\cos\theta$$

d'où $t = x\cos\phi\sin\theta + y\cos\phi\cos\theta$

et comme \overrightarrow{OP} est unitaire, on en déduit $\|\overrightarrow{OM'}\| = t$.

Si le récepteur de référence n'est pas au centre et est de coordonnées $C(x_c, y_c, 0)$, l'expression générale du retard devient :

$$\tau(\theta, \phi) = [(x - x_c)\cos\phi\sin\theta + (y - y_c)\cos\phi\cos\theta] / V$$

Si on utilise le centre de l'antenne comme référence, on a :

$$\tau(\theta, \phi) = (x.\cos\phi\sin\theta + y\cos\phi\cos\theta) / V$$

A l'expression prêt des retards τ_i , les équations de la formation de voies sont identiques :

$$S(t, \theta, \phi) = \sum_i x(t) * \delta(t - \tau_i(\theta, \phi)) \quad (2)$$

Pour une onde arrivant à un instant t_0 , l'expression de $S(t_0, \theta, \phi)$ avec θ et ϕ parcourant l'ensemble des valeurs possibles est appelé "réponse de l'antenne" ou encore diagramme de rayonnement. Les études pour différentes géométries d'antennes se sont développées très tôt avec les moyens de chaque époque comme le montre la figure 4.

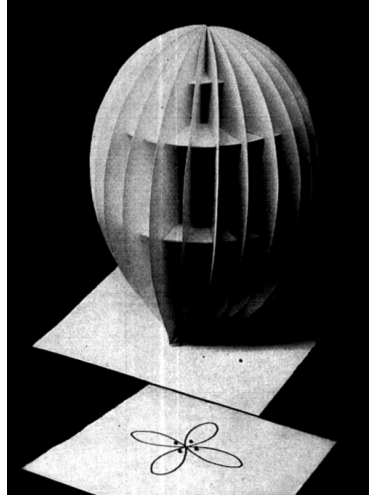


FIGURE 4: Model of the space characteristic for an array of four antennae located of the corners of a square with a separation of one-half wave-length between antennae on each side of the square, and with zero phase difference *d'après* [Frost 1926]

1.2.4 Double formation de voie

La formation de voie en réception, comme on l'a vu, est utilisée à distance de la source quand on peut approximer les ondes incidentes par des ondes planes. Elle permet de séparer les ondes en fonction de leur direction d'arrivée. A la différence de l'astrophysique, par exemple, il est possible de maîtriser les sources en géophysique. On peut donc imaginer de créer des antennes également en émission en considérant plusieurs sources. Cela permet de différencier les ondes en fonction de leurs angles d'émission.

Il y a un autre avantage. En effet, il y a des situations - en particuliers à petite échelle - pour lesquelles la distance source-récepteur n'est pas très importante. Dans ces cas, la formation de voie en réception seule marche mal car les ondes sont encore sphériques. Le fait d'utiliser la formation de voie en émission permet de remédier à cela. En additionnant les signaux de plusieurs sources à des instants différents, on obtient, selon le principe de Huygens, un front d'onde plan [fig 5(b)].

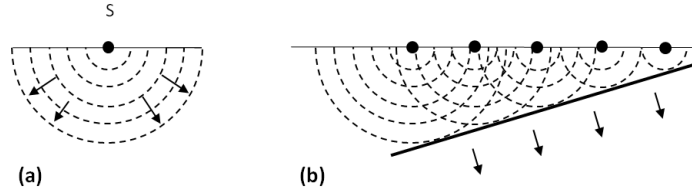


FIGURE 5: Principe de Huygens (a) Onde sphérique dans le cas d'une source seule (b) réseau de sources formant un front d'onde plan

Dans notre environnement de laboratoire, les surfaces et rebords étant tous plans, la double formation de voie nous permet de travailler “uniquement” avec des ondes planes.

En réception, le calcul des retards est analogue. Si on conserve les orientations choisies, il apparait que pour des antennes qui “se regardent” l'angle d'incidence varie entre $-\pi/2$ et $\pi/2$ dans le cas de l'émission et $+/-\pi/2$ et $+/-\pi$ en réception. Dans ce cas, on peut inverser l'axe y en réception et écrire les retards en orientant l'axe y dans le sens de l'antenne opposée comme représenté figure 6. De la même manière, les angles sont orientés dans le sens trigonométrique en réception et trigonométrique inverse en émission pour profiter de l'effet miroir engendré par la symétrie de l'environnement expérimental. Ainsi on aura :

$$\tau(\theta_s, \phi_s) = [(x - x_c)\cos\theta_s\sin\phi_s + (y - y_c)\cos\theta_s\cos\phi_s] / V \quad (3)$$

pour la source, et

$$\tau(\theta_r, \phi_r) = [(x - x_c)\cos\theta_r\sin\phi_r - (y - y_c)\cos\theta_r\cos\phi_r] / V \quad (4)$$

pour la réception.

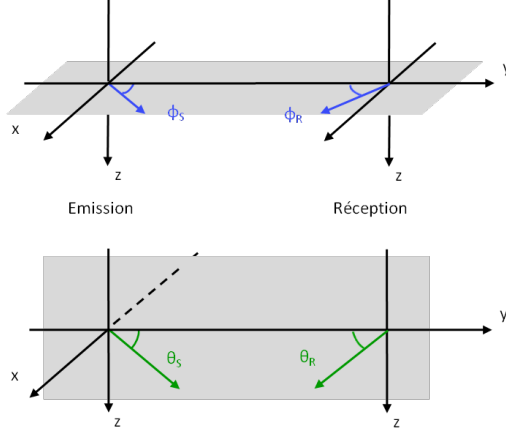


FIGURE 6: Conventions (a) Azimuth : sens trigonométrique par rapport à l'axe source-réception pour l'antenne réceptrice et trigonométrique inverse pour l'antenne source (b) Angles d'incidence : sens trigonométrique par rapport à l'axe source-réception pour l'antenne réceptrice et trigonométrique inverse pour l'antenne source. L'angle d'incidence est souvent mesuré par rapport à la verticale. Ici, elle a été choisie pour mettre en évidence les symétries liées à l'environnement de propagation.

Avec des antennes 2D en émission et en réception, chaque trace est définie par son point de tir de coordonnées (x_s, y_s) et son point de réception de coordonnées (x_r, y_r) . Dans ce cas, la double formation de voie (DFV) permet de passer d'une représentation dans un domaine à cinq dimensions $s(t, x_s, y_s, x_r, y_r)$ à une autre représentation dans un domaine à cinq dimensions $S(t, u_s, u_r, \phi_s, \phi_r)$ ou encore $S(t, \theta_s, \theta_r, \phi_s, \phi_r)$ avec :

$$S(t, \theta_s, \theta_r, \phi_s, \phi_r) = \sum_i x(t) * \delta(t - \tau_i(\theta_s, \theta_r, \phi_s, \phi_r)) \quad (5)$$

Dans la suite, il pourra nous arriver de simplifier les écritures en posant $\theta \sim (\theta_s, \theta_r, \phi_s, \phi_r)$, soit :

$$S(t, \theta) = S(t, \theta_s, \theta_r, \phi_s, \phi_r) \quad (6)$$

1.3 Vespagramme et visualisation

La visualisation des résultats est un point important. Dans le domaine des positions, les traces peuvent être représentées en 2 dimensions assez simplement. On peut aussi sélectionner un sous ensemble et visualiser des collections avec source commune ou récepteur commun. Il est même possible de représenter toutes les traces sur un même graphe en les classant en fonction de l'offset. Dans le domaine des angles, plusieurs types de représentations sont également possibles.

1.3.1 Visualisation 3D en angle

La visualisation simultanée des 5 dimensions est possible en "dépliant" la matrice des résultats mais n'est pas parlante. La première solution consiste donc à représenter un sous-ensemble de cette matrice. Pour une meilleure focalisation, on considère non pas le signal résultant de l'algorithme DFV mais le carré de son enveloppe. Si on suppose que la vitesse V est connue, on

peut maintenant représenter l'intensité du signal en fonction - par exemple - de l'angle d'azimuth pour un temps et des incidences fixées. Pour être sur que le sous-ensemble considéré contienne une arrivée, la manière la plus simple est d'effectuer préalablement une recherche de maximum dans S ou dans un sous-ensemble de S . Pour une arrivée donnée, on obtiendra cinq paramètres $(t_{max}, \theta_{s,max}, \theta_{r,max}, \phi_{s,max}, \phi_{r,max})$ correspondants au pic d'intensité. Si on veut représenter l'allure de l'intensité en fonction des angles d'incidence d'émission et de réception par exemple, on s'intéressera à la sous-matrice 2D de S autour de ce pic. Ainsi, on peut fixer le temps d'arrivée et les azimuts pour visualiser l'allure du pic en fonction des angles d'incidences à l'aide de la matrice 2D $S(t_{max}, \theta_s, \theta_r, \phi_{s,max}, \phi_{r,max})$. L'allure de ce résultat peut être calculée à l'aide de la théorie de la diffraction en utilisant la formule [Lo et Lee 1993, Iturbe 2010] :

$$b(f, \theta_{obs}, \theta) = \frac{\sin(N\pi f e(\sin(\theta_{obs} - \theta)/V)}{\sin(\pi f e(\sin(\theta_{obs} - \theta)/V)} \quad (7)$$

Cette formule est donnée à la fréquence f dans le cas de la simple formation de voie pour une antenne ALU en émission ou en réception avec θ_{obs} angle d'observation, θ angle d'incidence de l'onde, N le nombre de récepteurs et e leur espacement.

Dans le cas de la double formation de voie, l'expression de l'équation 7 est utilisée en émission et en réception et on obtient :

$$b(f, \theta_{e,obs}, \theta_e, \theta_{r,obs}, \theta_r) = \frac{\sin(N\pi f e(\sin(\theta_{e,obs} - \theta_e)/V)}{\sin(\pi f e(\sin(\theta_{e,obs} - \theta_e)/V)} \frac{\sin(N\pi f e(\sin(\theta_{r,obs} - \theta_r)/V)}{\sin(\pi f e(\sin(\theta_{r,obs} - \theta_r)/V)} \quad (8)$$

Les indices e et r valant pour émission et réception.

La figure 7(b) donne une représentation de cette matrice dans le cas théorique d'une onde dans l'axe émetteur-récepteur se réfléchissant sur le fond et pour une vitesse de 10 m/s.

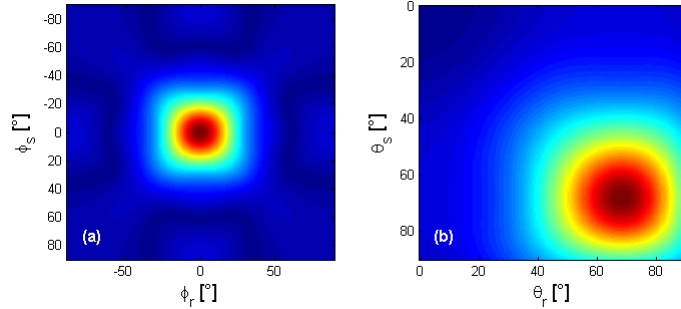


FIGURE 7: Taches focales dans le domaine (a) des azimuts et (b) des angles d'incidence pour une onde se réfléchissant sur le fond. La tache centrée en (0,0) pour les azimuts montre une propagation dans le plan spéculaire. L'onde fait un angle d'environ 70° avec l'horizontale côtés source et réception.

Dans le cas d'antennes à deux dimensions, il est possible de varier les sous-ensembles de représentation et de fixer - par exemple - les angles d'incidence. La figure 7(b) correspond à la même onde mais dans le plan $S(t_{max}, \theta_{s,max}, \theta_{r,max}, \phi_s, \phi_r)$.

1.3.2 Visualisation en lenteur

Les visualisations 2D permettent de bien se rendre compte de la manière dont l'énergie est focalisée en fonction de 2 paramètres. Mais une visualisation de l'ensemble des ondes se propageant dans le milieu nous paraît souhaitable. Pour cela, nous introduisons ici la notion de vespagram. Cette représentation est issue de la sismologie et une présentation en est donnée dans [Krüger et al. 1993]. Dans notre cas, on suppose que l'azimuth est un paramètre relativement facile à prévoir. Ainsi, dans le cas d'un réseau installé sur le terrain, l'onde directe ainsi que les réflexions sur un réflecteur se propageront principalement selon l'axe antenne d'émission - antenne de réception. Dans la pratique, la vitesse V peut-être déterminée mais pas immédiatement. Nous allons donc nous tourner vers une représentation en lenteur.

Pour diminuer la dimension de notre matrice de résultat, nous considérons tous les azimuths possibles. C'est à dire que pour un temps et des lenteurs d'émission et de réception fixés, nous recherchons l'onde la plus énergétique pour toutes les valeurs de ϕ_s et ϕ_r , soit une nouvelle matrice 3D :

$$\hat{S}(t, u_s, u_r) = \max_{\phi_s, \phi_r} [S(t, u_s, u_r, \phi_s, \phi_r)] \quad (9)$$

Nous supposons implicitement que pour la majorité des triplets (t, u_s, u_r) fixés, au maximum une seule onde arrive. Si ce n'est pas le cas, les différentes ondes pourront être discriminées ultérieurement en utilisant les azimuths. Nous obtenons ainsi une matrice à 3 dimensions.

Nous faisons ensuite l'hypothèse que le milieu varie surtout avec la profondeur. Cela signifie qu'il y a une symétrie par rapport au plan orthogonal à l'axe source-réception. Dans ce cas, on peut faire l'hypothèse $u_r \approx u_s = u$. Cela revient à considérer la nouvelle matrice :

$$\tilde{S}(t, u) = \hat{S}(t, u, u) \quad (10)$$

On obtient ainsi une grandeur en 2 dimensions qui peut donc être facilement représentée graphiquement. Pour obtenir une représentation en vespagram, on considère non pas \tilde{S} mais $20 * \log(|\tilde{S}|)$ afin d'avoir un résultat en décibels. La figure 8 représente un vespagramme synthétique pour six ondes se propageant dans un gel rectangulaire de dimension 500 mm x 200 mm x 130 mm et pour des antennes sources et réceptions de taille 7x7. Les centres de deux antennes sont distants de 30 cm et se trouvent sur le grand axe du gel. La vitesse dans le gel est homogène et égale à 10 m/s et le résultat est représenté figure 8.

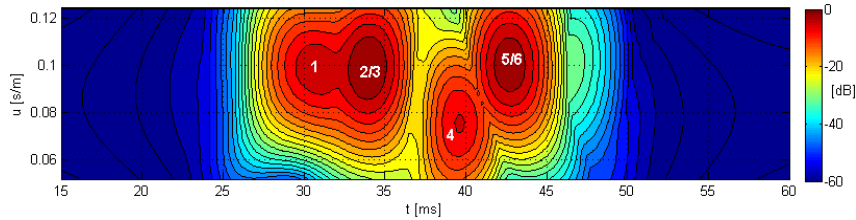


FIGURE 8: Vespagram synthétique (1) Onde directe (2/3) Réflexions sur les bords droit et gauche (4) Réflexion sur le fond (5/6) Réflexions doubles sur les bords.

Dans cette simulation, nous avons propagé une onde de surface directe qui est celle arrivant en premier vers 30 ms (onde 1) puis les ondes réfléchies à droite et à gauche sur les deux bords. Par symétrie, elles arrivent en même temps vers 34 ms (ondes 2 et 3). Viennent ensuite la réflexion sur le fond (onde de volume 4 vers 39 ms) et les réflexions doubles sur les bords (ondes 5 et 6 simultanément vers 43 ms).

La matrice S a été calculée avec un pas de 0.004 en lenteur. Les ondes de surface ayant un angle d'incidence nul selon nos conventions, nous avons $V = 1/u = 10$ m/s et on retrouve bien la vitesse du milieu. Pour l'onde de surface, l'angle d'incidence vaut $\theta = \text{acos}(uV) \approx 40.5^\circ$. Si on considère le rai joignant les deux centres des antennes après s'être réfléchi sur le fond, on obtient une valeur de $\text{atan}(13/15) = 40.9^\circ$. Aux erreurs de quantification près, on retrouve bien les valeurs de départ.

On constate que le vespagram permet une visualisation compacte des données qui donne un premier aperçu de la propagation.

2 Séparation d'ondes par double formation de voie

2.1 Dispositif utilisé

Dans cette première expérience, nous cherchons à identifier avec une bonne précision les ondes se propageant dans un gel d'agar-agar de dimension 450 x 15 x 13 mm. La précision de la formation de voie étant fonction de la taille des antennes, ces dernières ne doivent pas être trop petites. D'autre part, pour éviter de manipuler des matrices de tailles trop importantes, on ne souhaite pas non plus multiplier les éléments d'une antenne. Le premier choix a été satisfaisant avec des antennes carrées de 7x7=49 émetteurs ou récepteurs.

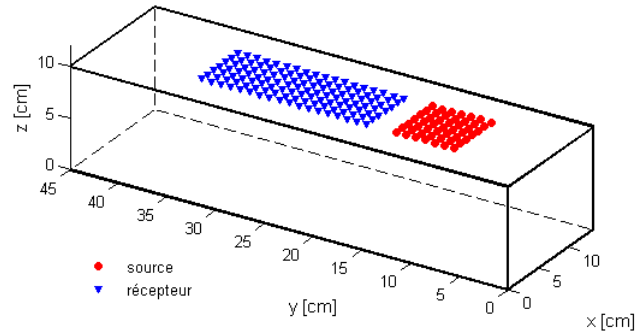


FIGURE 9: Design d'acquisition. En rouge antenne de 7 lignes de 7 sources et en bleu 18 lignes de 7 récepteurs.

Les premiers tests ont montré que le gel permettait de propager des fréquences jusqu'à 1500 Hz. Du fait des caractéristiques des émetteurs piézo-électriques, nous avons choisi une bande de [120 850] Hz. Ceci donne une fréquence centrale d'environ 500 Hz. Avec des vitesses allant de 7 à 11 m/s en gros, la longueur d'onde typique des ondes est de 2 cm. Pour obtenir un échantillonnage spatial respectant le théorème de Nyquist et éviter le rempliment, un espacement de 1 cm est minimum. Pour les fréquences les plus hautes, il serait même nécessaire de descendre à un espacement de 0.6 cm. Cependant, la taille des plus petites pastilles piézo-électriques étant de 12 mm, il n'était pas possible de réaliser une antenne avec cet espacement inter-source. Nous devions donc déplacer à la main la source dans cette expérience durant laquelle 6174 traces ont

été enregistrées en 18 heures. Diminuer encore l'espacement aurait multiplié le nombre de traces par 2.8 ce qui aurait étalé l'expérience sur plus de 4 jours. Les résultats montreront cependant que travailler à la limite du repliement n'est pas forcément un problème, surtout si, comme dans notre cas, le milieu est suffisamment connu pour avoir à l'avance une idée des résultats.

Enfin, pour suivre l'évolution des ondes au sein du gel, il paraissait opportun de considérer plusieurs antennes consécutives. Pour cette raison, nous avons échantillonné le gel non pas sur 7 lignes mais 18. En considérant les lignes 1-7, puis 2-8,... jusqu'à 12-18, cela permet d'obtenir 12 antennes en réception [fig. 9].

2.2 Séparation et identification des ondes

2.2.1 Résultats en lenteur

Le gel étant de taille relativement réduite, on s'attend à avoir un certain nombre de réflexions sur les bords. La première étape est donc la constitution d'un vespagramme comme défini dans le chapitre précédent [fig. 10(a)]. Les vespagrammes ont été réalisés à partir de la matrice S calculée en 5 dimensions pour les valeurs de lenteurs et d'azimuts suivants :

- 19 lenteurs en source et en réception de 0.045 s/m à 0.145 s/m par pas de 0.055 s/m
- 25 azimuts en source et en réception de -72° à 72° par pas de 6°

Nous avons choisi de faire ce calcul pour la onzième antenne. Les calculs ont été effectués pour 650 échantillons de temps correspondant à 65 ms soit une taille de la matrice S de plus de 500 Mo.

Sur ce vespagramme, les ondes sont numérotées de 1 à 12. De fait, cette numérotation anticipe un peu sur la suite car certains spots d'intensité ne permettent pas de déduire s'il y a une ou deux ondes. Ce sont les tests synthétiques et notre connaissance du milieu qui nous permettent de trancher et de dire que le spot visible au temps 25 ms correspond à deux ondes : le rebond sur le bord droit et sur le bord gauche de l'aquarium. En toute rigueur, à ce moment de l'étude, on ne peut véritablement conclure que dans le cas de l'onde 1 arrivant vers 20 ms. Il s'agit de la première onde dans l'ordre d'arrivée que l'on suppose être l'onde de surface directe.

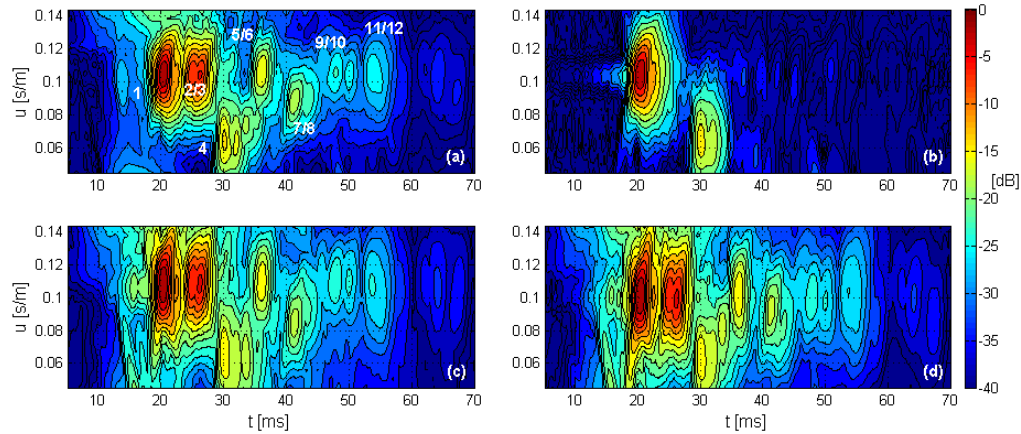


FIGURE 10: Vespagrammes (a) Complet (b) Pour des azimuts variant de -9° à $+9^\circ$ en source et en réception (c) Côté source (d) Côté réception.

Sur le vespagramme suivant [fig. 10(b)], nous avons effectué un traitement simple sur la matrice S . Nous avons annulé toutes les valeurs pour lesquelles l'azimut était supérieur à 9° en valeur

absolue. C'est à dire que toutes les ondes s'écartant de plus de 9° de l'axe source-récepteur sont éliminées. On constate que cette opération produit un "nettoyage" important. En particulier, toutes les ondes de surfaces réverbérées sur les grands bords du gel disparaissent. On vérifie que l'onde 1 est toujours visible, en effet, elle se propage avec un azimuth théorique de 0° . Sa lenteur vaut 0.1055 ce qui équivaut à une vitesse de 9.5 m/s. La réflexion sur le fond est elle aussi dans l'axe source-récepteur mais avec une lenteur moindre (0.067). Si la vitesse du milieu est à peu près constante dans le gel, ce ne peut être une onde de surface. Il s'agit donc d'une onde de volume. On sait que la vitesse des ondes de volume est d'un rapport 0.955 avec celle des ondes de surface, soit 9.9 m/s environ. Avec la relation $u = \cos\theta/V$ on en déduit l'angle d'incidence de l'onde 4 qui vaut ici 48.3° .

Sur les deux vespagrams du bas, nous avons différencié les côtés source et réception. Pour une lenteur source donnée, nous avons pris la valeur maximum de la lenteur en réception. Cette opération permet de constater que les lenteurs en source et en réception sont différentes. On constate par exemple que pour la première arrivée, la lenteur est de 0.1055 s/m côté source et 0.1 s/m côté réception. Cela signifie que la vitesse varie légèrement, de 9.5 m/s côté source et 10 m/s côté réception. En faisant des calculs séparés en émission et réception pour l'onde 4, on trouve qu'elle part avec un angle de 50.3° et qu'elle arrive avec un angle de 48.3° . Sachant que les calculs ont été fait avec un pas de 0.055 pour la lenteur, on peut conclure que ce trajet est relativement symétrique.

Pour les ondes de volume, les différences peuvent être liées à la différence de vitesse mais aussi à l'angle d'incidence. On ne peut conclure aussi simplement. Néanmoins, ces représentations en vespagram donnent un très bon "résumé" des ondes se propageant dans notre milieu. Il est ensuite possible de se concentrer sur une onde, d'affiner la résolution en lenteur et/ou en azimuth ou de représenter les résultats dans d'autres sous-espaces après DFV.

Certaines ondes pourraient apparaître mais ne sont pas visibles. L'onde directe, par exemple, va se réfléchir sur le petit bord du gel après être passée par l'antenne de réception. Elle revient donc vers cette antenne selon la même direction mais en sens opposé. De même, côté source, les ondes se propagent vers l'arrière et se réfléchissent sur l'autre petit bord. On pourrait s'attendre à voir une onde empruntant le même trajet que l'onde directe mais retardée. Or, on ne voit aucun des deux spots correspondant, en particulier sur la figure 10(b) qui privilégie les ondes se propageant selon le grand axe du gel. Dans le premier cas, cela s'explique par le fait que nous ne scannons pas les azimuths négatifs. Donc le vespagram n'affiche pas les ondes arrivant avec un angle de 180° . La deuxième onde devrait arriver avec environ 20 ms de retard sur la première arrivée. On distingue bien une tache d'un bleu un peu plus clair vers 40 ms mais cette tache ne se distingue pas vraiment du plancher de bruit. C'est probablement la forte atténuation rencontrée qui rend cette onde indétectable.

2.2.2 Résultats en angle

On considère l'onde directe qui va du centre de l'antenne d'émission au centre de l'antenne de réception n°11. Le trajet de cette onde est représentée sur le figure 11 (a). Avec une vitesse à peu près constante, on peut supposer que cette onde se propage le long de l'axe qui joint les deux centres. Avec nos conventions, cela correspond à des azimuth de 0° en émission comme en réception.

On suppose pour le moment que la vitesse du milieu est constante. Dans le domaine des angles, on peut donc s'intéresser à la sous-matrice $S(t, \theta_s, \theta_r, 0^\circ, 0^\circ)$ qui est de dimension 3. La première arrivée étant probablement le plus énergétique, on peut chercher un maximum en temps t_{max} dans cette matrice. Avec un pic d'intensité obtenu pour $t_{max} = 20.2$ ms, une

représentation 2D de cette onde devient possible en fixant le temps et en considérant la matrice 2D correspondante $S(t_{max}, \theta_s, \theta_r, 0, 0)$.

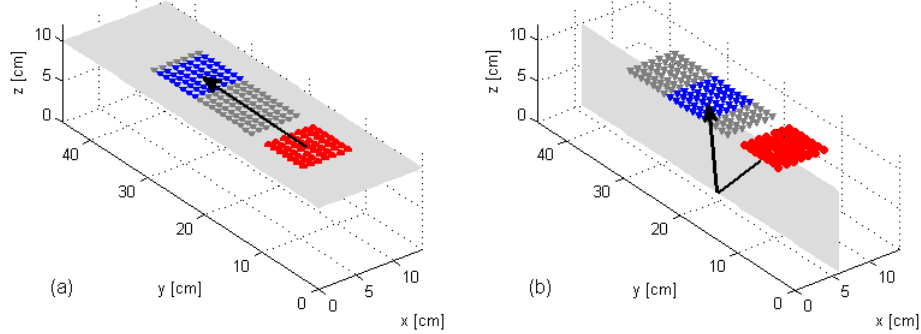


FIGURE 11: Trajets des ondes (a) Onde directe en surface se propageant du centre de l'antenne source (ronds rouges) au centre de la onzième antenne réceptrice (triangles bleus) (b) Onde de volume réfléchie sur le fond se propageant du centre de l'antenne source au centre de la cinquième antenne réceptrice.

Une représentation de cette matrice est donnée figure 12(b). On constate que le maximum du spot d'intensité est autour de $(0^\circ, 0^\circ)$ pour les azimuts en émission et en réception. La tache focale est très proche de celle obtenue via la théorie [fig. 12 (a)]. Si on observe bien, on constate cependant que le maximum pour θ_s est plutôt autour de 20° . Cela peut signifier que l'onde ne part pas le long de la surface mais légèrement en profondeur. Mais cela vient peut-être aussi de la vitesse qui n'est pas forcément la même de part et d'autre du gel comme vu sur les vespagrams. Cette interrogation est assez difficile à lever même si par la suite, on constatera souvent des variations de vitesse dans le milieu.

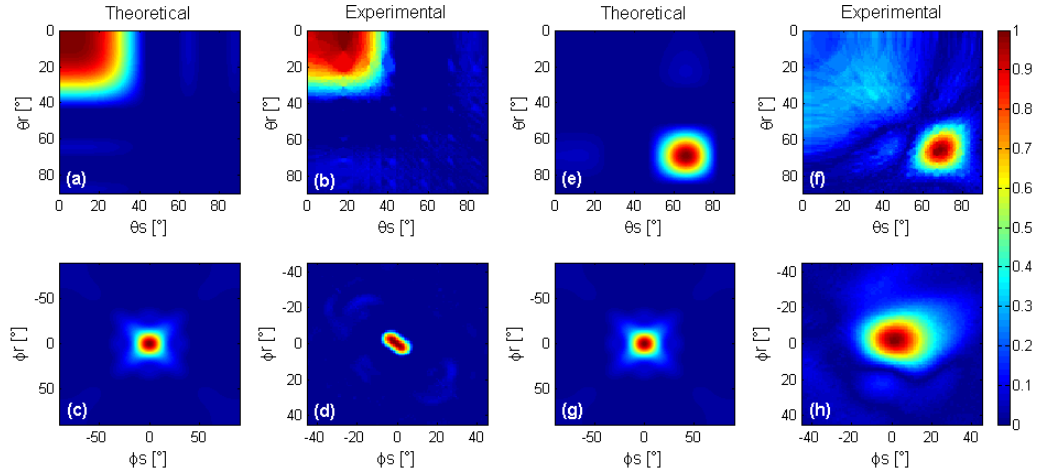


FIGURE 12: Résultats en angles. Taches focales théoriques et expérimentales de l'onde directe dans le domaine (a)-(b) des angles d'incidence et (c)-(d) des azimuts. Taches focales théoriques et expérimentales de la réflexion du fond dans le domaine (e)-(f) des angles d'incidence et (g)-(h) des azimuts.

On peut bien sûr lire la matrice S dans plusieurs directions. Si on fixe - par exemple - les angles d'incidences correspondant au maximum d'intensité, on peut observer la tache focale

en azimuth et la comparer à la tache théorique [fig. 12(d) et (c)]. On peut également faire les mêmes observations avec une onde de volume comme celle ayant une réflexion au fond représentée figure 11(b) et dont le temps d'arrivé vaut 25.6 ms. Les spots correspondants sont représentés figure 12(f) et (h), à comparer avec les résultats théoriques en (e) et (g). Pour cette onde, l'angle d'incidence vaut environ 70° en émission comme en réception tandis que les azimuths restent proche de zeros. En effet, l'onde se propage dans l'axe reliant les deux antennes.

Les différents résultats de la figure 12 correspondent à une antenne réceptrice choisie parmi les 12 possibles. Il est possible de représenter les spots d'intensité pour toutes les antennes afin de se rendre compte de l'évolution des paramètres quand l'offset varie. La figure 13 représente les cartes d'azimuths et d'incidence pour les ondes 2 et 4. L'onde 2 correspond à une onde de surface réfléchi sur le bord droit de l'aquarium et revenant ensuite vers l'antenne réceptrice. Figure 13(a) on voit que, pour toutes les antennes, les angles d'incidences restent confinés dans la zone $(\theta_s, \theta_r) \approx (0^\circ, 0^\circ)$. Pour les azimuths, en revanche [fig. 13(b)], on remarque que leurs valeurs diminuent au fur et à mesure que l'on éloigne les antennes ce qui paraît naturel compte tenu du trajet de l'onde. Sur les cartes d'azimuths, on remarque un second spot un peu moins énergétique. Il s'agit du rebond sur le bord opposé. Ce rebond est un peu décalé en temps car le dispositif n'est pas totalement symétrique. Il n'est donc pas à son maximum d'intensité pour les temps représentés.

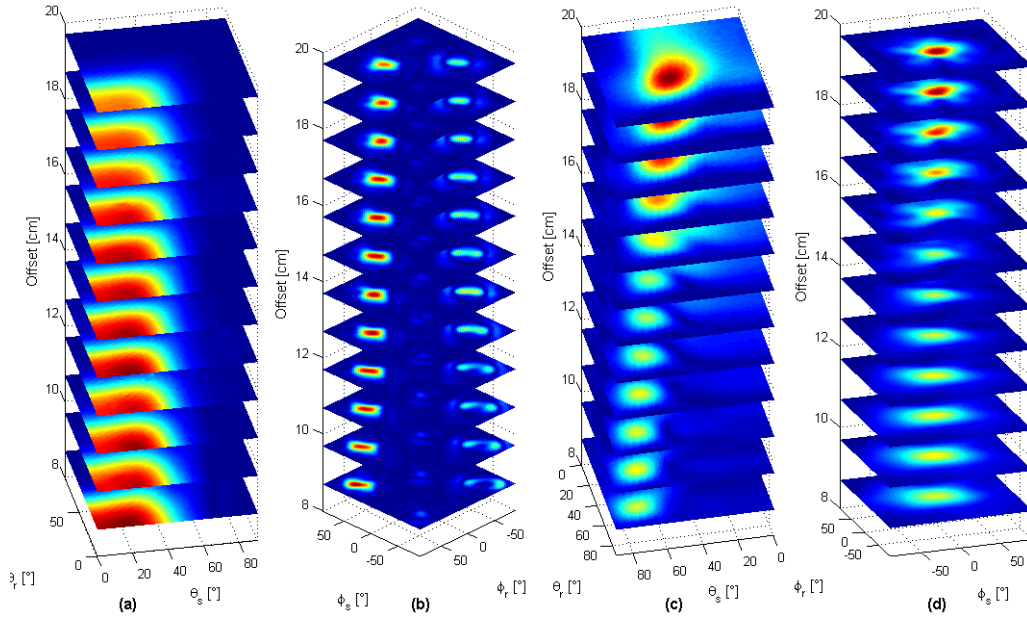


FIGURE 13: Evolution des tâches focales avec l'offset pour (a)-(b) Onde de surface réfléchi sur le bord droit dans le domaine des angles d'incidences et d'azimuth et (c)-(d) la réflexion du fond dans le domaine des angles d'incidences et d'azimuths.

Pour l'onde de volume [fig 13(c) et (d)], on remarque en premier lieu une variation sensible de l'intensité qui augmente au fur et à mesure que l'on s'éloigne. On retrouve ici le fait que l'onde de volume étant une onde de cisaillement, sa composante horizontale diminue avec l'offset ce qui fait que le laser ne peut enregistrer un signal de forte amplitude dans ces cas là. On remarque que l'incidence diminue quand on s'éloigne ce qui - avec nos conventions - correspond à un rayon

qui se rapproche de l'horizontal. Là encore c'est ce que l'on attendait. L'azimuth évolue peu et reste centré autour d'une valeur nulle.

2.2.3 DFV inverse et extraction des ondes

Une fois calculée la matrice S , la DFV nous a permis de concentrer l'information utile dans quelques spots d'intensité. Cette matrice est donc composée principalement de valeurs très faibles et de quelques spots d'intensité maximale correspondants à chaque rayon.

Si on souhaite isoler une ou plusieurs ondes, on peut donc mettre à zéro tous les spots qui ne nous intéressent pas et conserver ceux qui correspondent aux ondes à étudier. La DFV est une opération réversible. C'est à dire que l'on peut revenir dans l'espace de départ. Il faut pour cela appliquer des retards de signes opposés à ceux calculés à l'équation 4 et sommer les contributions. On revient ainsi dans le domaine temps-offset [fig. 14].

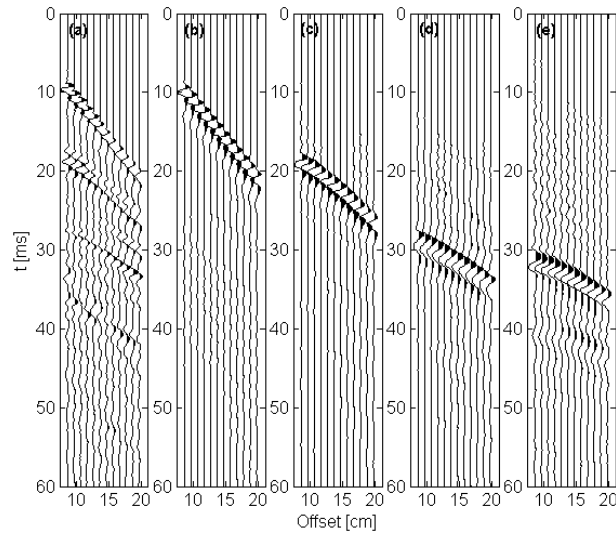


FIGURE 14: Ondes extraites par DFV - (a) Données brutes centre à centre (b) Onde de surface directe (c) Onde de surface réfléchi sur un bord (d) Onde de volume réfléchi dans un coin (e) Double réflexion sur les bords.

Dans notre cas, nous cherchons à retrouver non pas l'ensemble des traces de départ mais uniquement celle qui va du centre de l'antenne source au centre de l'antenne réception. Comme nous avons pris le centre de l'antenne comme référence pour le calcul des retards et que le nombre d'éléments des antennes est impair, les retards sont calculés par rapport à la position de cet élément central. Les décalages en temps sont donc nuls pour cette trace là. Pour revenir dans le domaine temporel, il suffit donc d'extraire de la matrice S la composante dont les paramètres correspondent au trajet de l'onde qui nous intéresse. Ainsi pour l'onde directe se propageant du centre de l'antenne source au centre de la onzième antenne réception, on considère :

$$s_{11,1}(t) = S(t, 0^\circ, 0^\circ, 0^\circ, 0^\circ)$$

pour la réflexion sur le fond au niveau de l'antenne 5 :

$$s_{5,4}(t) = S(t, 70^\circ, 62^\circ, 0^\circ, 0^\circ)$$

et ainsi de suite pour chaque onde.

La figure 14(a) présente les traces centre à centre de nos douze antennes (données brutes après corrélation par le sweep). La figure 14(b) représente l'onde directe après extraction par DFV, la (c) correspond à une onde de surface réfléchie sur le bord droit, la (d) à une onde de volume réfléchie sur un coin en profondeur et enfin la (e) à une onde de surface réfléchie sur le bord droit puis le bord gauche.

Au final, 12 ondes peuvent être ainsi identifiées. Nous les avons répertoriées dans le tableau 2. On peut donc évaluer l'efficacité de la séparation en angles. Entre les temps 20 et 36 ms, 7 ondes - dont 3 sont représentées figures 14(c) à (e) - se mélangent et peuvent être extraites. Ainsi, dans les conditions du dispositif choisi et à condition d'une résolution en angle suffisante, la double formation de voie permet une séparation efficace des ondes.

n° onde	description
1	Onde de surface directe
2	Onde de surface réfléchie sur le bord droit
3	Onde de surface réfléchie sur le bord gauche
4	Onde de volume réfléchie sur le fond
5	Onde de volume réfléchie sur le coin droit
6	Onde de volume réfléchie sur le coin gauche
7	Onde de surface réfléchie sur les bords droit puis gauche
8	Onde de surface réfléchie sur les bords gauche puis droit
9	Onde de volume bord droit / fond / bord gauche
10	Onde de volume bord gauche / fond / bord droit
11	Onde surface à rebond triple : droit / gauche / droit
12	Onde surface à rebond triple : gauche / droit / gauche

TABLE 2: Identification des ondes

2.2.4 Mesure de l'atténuation

Dans la section précédente, nous avons pu observer que l'amplitude de l'onde directe paraît constante après extraction par DFV [fig. 14(b)]. Cela vient du fait que la DFV effectue une projection sur un plan à l'émission et à la réception. De ce fait, l'atténuation géométrique en $1/r$ pour les ondes de volume et en $1/\sqrt{r}$ pour les ondes de surface disparaît. Si on regarde mieux, on observe cependant une faible diminution d'amplitude. Pour l'onde directe par exemple, on peut mesurer une atténuation d'environ 1.4 dB entre la première et la dernière antenne qui sont espacées de 11 cm. Cette atténuation est due aux pertes dans le milieu. Elle peut être comparée à des prédictions théoriques du modèle de Voigt présenté par [Catheline et al. 2004]

En prenant un coefficient de Lamé et un coefficient de viscosité de 1.0 pour les ondes de cisaillement, on obtient une atténuation de 3.15 par mètre à 400 Hz, ce qui représente 1.5 dB pour 11 cm. On est donc extrêmement proche de l'atténuation mesurée expérimentalement.

2.2.5 Dispositif passif

Il est possible de réaliser un vespagram également pour des données passives. Nous avons utilisé des antennes source et réception de $5 \times 5 = 25$ éléments espacées de 18 cm avec la source d'air comprimé et en répartissant les sources de chaque côté du dispositif [fig. 9(a) du paragraphe 2.1.5]. On obtient donc une ondelette dans les temps positifs et négatifs. Les deux vespagrams correspondant sont représentés figure 15(a) et (b).

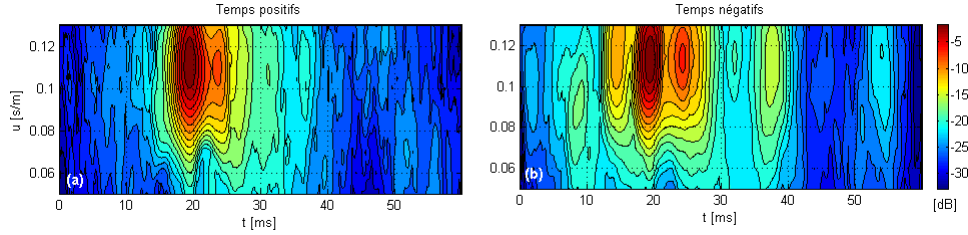


FIGURE 15: Vespagram de données passives (a) temps positifs (b) temps négatifs

On observe une très belle première arrivée dans les deux cas (temps positifs et négatifs) vers 19.5 ms. Les rebonds sur les bord sont également visibles autour de 24/25 ms et au delà pour les temps négatifs (vers 38 ms). En revanche, la réflexion du fond n'est pas détectée. On se situe dans un cas où l'énergie qui se propage de la source vers le fond ne passe pas ou peu par le trajet qui joint les deux sources (cf. Annexe A).

2.3 Discussion et conclusion

2.3.1 Repliement spatial

Dans cette partie, les ondes émises ont un spectre centré autour de 400/500 Hz pour des longueurs d'ondes de 2 cm en moyenne. Dans le cas d'utilisation d'antennes, l'espacement minimum entre deux sources est de 1.5 cm. C'est à dire que le critère de Nyquist n'est pas respecté au delà de 300 Hz. L'idéal aurait été de faire une étude synthétique complète avec des signaux de fréquences centrales variables et de quantifier les impacts pour les différentes réflexions. Mais notre étude est avant tout expérimentale ; il ne s'agit pas pour nous de faire une analyse approfondie du traitement d'antenne déjà présente dans la littérature mais de l'appliquer à des dispositifs de type géophysique. Comme pour des mesures terrains, nous devons effectuer des compromis. De fait, les derniers résultats de la partie III montre *a posteriori* que ces approximations sont légitimes dans notre étude de laboratoire puisque les ondes identifiées correspondent à des ondes réelles. Dans le cas des données terrains de la partie IV ou le critère de Nyquist n'est également pas toujours respecté, une analyse avec des données synthétique à quand même été réalisée et a permis là encore de valider ce compromis.

2.3.2 Couplages des sources

Notre dispositif en antenne laisse supposer que des sources différentes sont couplées différemment avec le gel. Cela vient des imperfections probables du montage de l'antenne et de celles de la surface du gel. Ces différences de couplage sont susceptibles de modifier les performance des algorithmes utilisés. Néanmoins, les douze ondes mis en évidence montrent que les performances de la DFV ne sont que peu affectées. Une prise en compte des différence de couplages pourraient

sans doute améliorer quelques peu les résultats. On peut penser à une normalisation des signaux en fonction des sources et des temps d'arrivée de chaque onde. On obtiendrait ainsi des valeurs d'angles plus proches de la réalité. Cependant, cela n'affecte pas la démonstration souhaitée, à savoir que la DFV est un outils adapté à notre étude. Par la suite, la normalisation évoquée (ainsi que tout autre optimisation comme par exemple une apodisation des signaux de chaque antenne) peut être envisagée dans le cadre d'une industrialisation des algorithmes.

2.3.3 Antennes et sismique pétrolière

En sismique pétrolière terrestre, les antennes sont utilisées de façon courante. Dans la plupart des acquisitions, les géophones sont disposés en “bretelles” qui comptent typiquement une douzaine de géophones. Cela signifie que le signal de chaque trace enregistrée correspond non pas à celui d'un géophone mais à la moyenne de plusieurs géophones disposés dans le même voisinage. En général, ces géophones sont disposés en ligne ou en quadrilatère avec des espacements réguliers. Ensuite, les signaux sont sommés avant d'être enregistrés. Cela correspond donc à la réponse d'une antenne ALU ou d'une antenne 2D. Cependant, on ne dispose pas des signaux séparés. Il n'est donc pas possible d'effectuer des traitements en appliquant des retards variables à chaque géophone. Le dispositif impose que les signaux soient sommés sans être décalés. Il s'agit donc d'antennes qui pointent à la verticale et favorisent les ondes arrivant avec une vitesse apparente élevée. Ou encore, il s'agit d'un dispositif qui filtre les ondes arrivant le long de l'antenne, c'est à dire les ondes de surface. La géométrie de ces dispositifs est définie en fonction d'études terrains préliminaires qui aident à caractériser les ondes de surface les plus gênantes.

Les nouvelles techniques d'acquisitions tendent à s'affranchir de ces dispositifs et à autoriser l'enregistrement de chaque géophone pour tirer parti d'un meilleur échantillonnage spatial. On est bien sûr confronté à une masse de données bien plus importante mais certaines missions se font dans ces conditions.

La formation de voie à l'aide d'antennes sources et réception n'est que peu utilisée en sismique pétrolière. Côté traitement, on peut faire le parallèle avec certaines techniques qui ne nécessitent pas de dispositif en antennes sur le terrain. La formation de voie est une projection sur des ondes planes. On est donc proche des algorithmes $\tau - p$ qui consistent à rechercher des événements plans dans une section sismique en fonction du temps (τ) et de la pente de la droite de projection (p). De la même manière, si on considère la formation de voie en lenteur apparente, on se rapproche de la représentation dite «fk» présentée en partie VI. Ces différents algorithmes sont largement utilisés et référencés. On peut en trouver des présentations dans [Glangeaud and Mari] ou [Mari et al. 2001].

Côté acquisition, on note cependant quelques études récentes à l'aide d'antennes. [Ozbek 2000] utilise des antennes de récepteurs couplées à des filtres miroirs pour filtrer les ondes de surfaces. Plus récemment [Zheng et al. 2011] utilise la DFV pour caractériser des fractures dans un réservoir. Enfin, dans la surveillance de réservoir (4D), on dispose souvent d'un réseau de récepteurs assez dense qui ouvre la porte à l'utilisation de traitement d'antennes.

Ces nouvelles études sont intéressantes car elles montrent peut-être une nouvelle tendance. Les techniques de migration sont très puissantes. Il est peu probable que l'on cherche à utiliser des antennes pour imager le sous-sol. En revanche, elles peuvent être utilisées en complément. Soit comme une étape complémentaire dans le processus de migration [Ozbek 2000], soit comme outil complémentaire pour apporter des informations différentes sur le sous-sol.

Dans notre cas, nous ne cherchons pas à faire de l'imagerie mais à travailler dans des conditions où les ondes de surface sont une gêne. Créer une réplique d'un dispositif 4D nous semble

plus intéressant car adapté à notre environnement. L'extraction des ondes une par une nous permet de sélectionner facilement celles qui traversent une zone particulière. De plus, provoquer et suivre des variations de vitesse en laboratoire est tout à fait envisageable. Enfin, la 4D connaît actuellement un fort développement et l'expérimentation à l'échelle du laboratoire pourrait apporter des pistes intéressantes. C'est donc ce que nous avons choisi comme seconde étape.

Quatrième partie

Monitoring 4D

La sismique 4D cherche à estimer la variation de paramètres du sous-sol. Elle se fait principalement par une étude des variations de vitesse en profondeur. Cette technique est rendue difficile du fait des observables. Les variations de vitesse en profondeur sont accessibles via la mesure des variations de temps de trajets des ondes qui traversent la profondeur. Mais ces ondes traversent d'abord la proche surface qui est soumise elle aussi à des évolutions considérées comme parasites. Ces variations (de température et d'humidité principalement) sont liées au changement météorologique de la zone d'acquisition. Elles peuvent être très importantes et provoquer des variations de temps de trajet qui masquent celles que l'on cherche à mesurer et qui ne concernent que la profondeur.

Il faut alors imaginer des dispositifs ou des traitements qui permettent de compenser ces variations parasites.

1 Introduction et enjeux

En 4D conventionnelle, on réalise deux images ou plus du même endroit à des époques différentes. L'image met en évidence les différents réflecteurs et si les propriétés du sous-sol ont varié, cela peut-être mesuré en comparant les images successives. L'un des problèmes majeurs est celui de la répétitivité du signal d'une acquisition à l'autre. Deux images peuvent être séparées de plusieurs mois ou semaines. Entre-temps, les propriétés de la proche surface évoluent et impactent significativement les temps de trajets des ondes qui « voient » les variations de la profondeur. D'autre part, les sources (des camions vibrateurs en général) ne sont pas forcément les mêmes et, si c'est le cas, elles ont pu connaître un vieillissement et une modification de leurs caractéristiques. De même pour les récepteurs. Sources et récepteurs peuvent également ne pas être disposés exactement de la même façon. Ce sont autant de paramètres dont on doit tenir compte si l'on veut comparer des images successives.

Une des techniques les plus connues concernant la compensation des variations de vitesse parasites de la proche surface est la « cross-equalization » [Ross et al. 1996]. L'idée principale est la suivante. Considérant plusieurs sommations d'ondelettes à incidence nulle (ou stack) représentant la même section de terrain à différents temps, la cross-equalization consiste à appliquer

à toutes les ondelettes un opérateur de correction en phase et en amplitude calculé sur les premières arrivées. Comme les premières arrivées contiennent l'information des variations parasites de la proche surface, cet opérateur permet de les compenser. C'est une technique qui a fait ses preuves et qui a connu des développements permettant d'améliorer ses performances, en particulier pour prendre en compte des différences de trajet [Meunier et al. 1997] ou des biais en amplitude [Rickett et Lumley 1998]. Néanmoins cette technique reste imparfaite. En particulier, les ondes étant émises à la surface, environ 70% de l'énergie des sources va être transformée en ondes de surface qui détériorent d'autant la qualité du stack. Il est d'autant plus difficile de calculer un bon opérateur. Une solution consiste donc à enterrer les sources et/ou les récepteurs pour diminuer l'impact des ondes de surface. Là encore, de très bons résultats sont observés [Forgues et al. 2011].

Mais des défauts subsistent. En effet, l'opérateur de cross-equalization calcule une correction dans une fenêtre de temps sélectionnée en début de trace, soit des ondes ayant eu un trajet plutôt court. Dans la réalité, on ne maîtrise pas le contenu de cette fenêtre. Elle contient principalement les arrivées de réflexions n'ayant vu que la proche surface ce qui permet de les évaluer et de les compenser. Mais on ne sait pas combien d'ondelettes s'additionnent et on ignore leurs trajets respectifs. Dans le cas d'un dispositif de surface par exemple, les ondes que l'on cherche à compenser traversent la proche surface à l'émission et à la réception. Elles sont affectées par un retard parasite qui correspond à cette double traversée. Parmi les ondes utilisées pour calculer la correction, certaines peuvent avoir traversé la proche surface plus de deux fois (par exemple, en se réfléchissant sur des éléments diffractants). Le retard correspondant est d'autant plus long et ne permet plus de corriger les ondes qui vont en profondeur. Le problème reste présent avec des récepteurs et des sources enterrés. Une onde émise d'une source enterrée qui rebondi à la surface avant d'arriver aux récepteurs verra elle aussi des variations parasites différentes de celles qui ne passent que par la profondeur.

D'autre technique existent, comme en sismique marine où l'on cherche à compenser les variations de la vitesse de la couche d'eau entre deux passages au même endroit [Mc Kay et al. 2003]. Dans ce cas, on utilise la réflexion sur le fond pour évaluer les variations parasite. Cette technique suppose de calculer l'angle d'incidence des différentes ondes (celle qui doit être corrigée et celle qui sert à calculer la correction) pour tenir compte de la longueur différente des trajets. Elle suppose donc le calcul d'un modèle de vitesse. Il faut également qu'en dépit des différents trajets, les variations vues par les différents trajets soient proportionnelles. Les calculs sont donc effectués pour des « sous-zones » ce qui suppose que la vitesse de la couche d'eau ne varie pas trop localement, d'autant plus que la position des récepteurs n'est pas maîtrisée avec précision entre deux passages. Pour un suivi 4D, il est également possible de disposer un réseau de récepteurs sur le fond. C'est la solution adoptée pour le champs de Valhall en 2002 avec des OBC (Ocean Bottom Cables). [Barkved et al. 2005] présentent le résultat de 5 acquisitions consécutives entre septembre 2003 et avril 2005,

2 Mise en oeuvre expérimentale

2.1 Taille de l'antenne

2.1.1 Problème à résoudre

Dans notre situation, le laser ne nous permet qu'un enregistrement à la fois. Acquérir des données sur un réseau d'antennes nécessite donc de nombreuses mesures. Les antennes utilisées dans la partie III avaient une taille de 49 éléments chacune. A raison de 2 secondes par

enregistrement, cela nous mène à un cycle d'acquisition d'1h20 pour enregistrer l'ensemble des traces de chaque source vers chaque récepteur. Echantillonner les temps d'arrivée des ondes à ce rythme ne nous convient pas car le gel peut évoluer sensiblement entre deux mesures.

La solution consiste donc à diminuer la taille de l'antenne. Il faut alors vérifier qu'avec moins d'éléments, le dispositif nous permet de séparer correctement les ondes qui nous intéressent. Nous n'avons pas cherché à extraire 12 ondes comme dans la première étude. En revanche, disposer de l'onde directe ainsi que deux ou trois ondes de volume nous a paru un minimum.

2.1.2 Comparaison des antennes

Par souci de simplicité, nous avons cherché à garder des antennes carrées. Réduire la taille à 6 éléments par côté (36 par antenne) nous ramenait à un cycle d'acquisition de trois quart d'heure environ ce qui nous semblait trop important. Nous avons donc testé des antennes de taille 5x5, pour un cycle d'acquisition d'une vingtaine de minutes.

Pour comparer les résultats, nous nous basons essentiellement sur des vespagrams. La comparaison de différentes antennes est limitée par le fait que la première antenne (de taille 8x8) n'était plus disponible lors des tests de comparaison. Elle avait en outre été utilisée sur un grand gel bi-couche qui n'était plus utilisable. Néanmoins, nous avons réutilisé les données enregistrées avec cette antenne pour deux raisons : elle avait un espacement inter-source de 15 mm comme les nouvelles antennes et sa plus grande taille permettait de comparer les nouvelles antennes à un cas plus favorable. Les deux antennes 5x5 ont pu être testées sur le même gel dans la même journée.

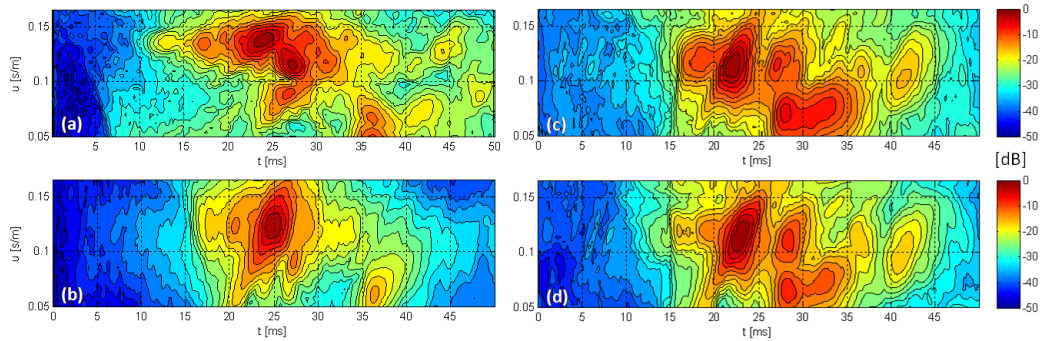


FIGURE 1: Comparaison de vespagrams (a) Avec 13x13 points en réception et 8x8 sources [Antenne fig. 17 chapitre 2.3.3] (b) Même antenne avec 5x5 points en sources et réception. (c)-(d) Avec 5x5 points en source et réception et antennes des figures 18(a) et (b) du chapitre 2.3.3.

Une carte de lenteur est représentée pour la première antenne figure 1(a). Elle correspond à une acquisition dans un gel bicouche de taille 450x450x150 mm pour une antenne source de 8x8 éléments soit 64 sources et une antenne réception 13x13 soit 169 récepteurs. On remarque immédiatement que la taille des spots est inférieure, ce qui correspond au fait que la dimension de l'antenne est supérieure. Figure 1(b) est représenté un vespagramme pour lequel une sous-antenne de taille 5x5 a été utilisée en émission et en réception.

Pour des valeurs de temps/lenteur de (24 ms, 0.14 s/m), (27 ms, 0.115 s/m) et (37 ms, 0.07 s/m) on observe l'arrivée directe, l'onde réfléchi sur le haut de la seconde couche et la réflexion du fond. Ces ondes sont repérables du fait de notre connaissance du milieu. Mais de nombreux spots d'intensité relativement importantes sont visibles. En particulier, le spot d'intensité en

(17 ms, 0.14 s/m) correspond probablement aux arrivées dues aux émissions parasites des sources couplées avec la source en émission.

Les résultats des deux autres antennes [fig. 1(c) et (d)] sont assez comparables au regard de la taille des spots d'intensité. Le nombre important de spots vient du fait que les antennes ont été testées dans un bac plus petit (de taille 450 x 150 x 90 mm) d'où un nombre important d'ondes réfléchies sur les bords. On remarque que les arrivées parasites autour de (18 ms, 0.12 s/m) sont nettement moins fortes pour la troisième antenne ce qui était un des objectifs recherchés en isolant les sources les unes des autres. Les spots correspondant aux ondes de surface (lenteur de 0.12) paraissent un peu mieux résolus sur la deuxième antenne alors que ceux correspondant aux ondes de volume semblent un peu mieux résolus pour la troisième.

Enfin, le bruit de fond de la DFV associée à la troisième antenne apparaît plus bas que celui de la seconde si l'on se réfère à la partie gauche des figures (c) et (d).

2.2 Contrôle des variations de vitesse

Dans notre environnement expérimental, nous avons noté des dérives de temps d'arrivée au sein d'un même gel. Cette constatation ouvre des perspectives. En effet, on peut supposer que ces dérives sont liées à l'environnement du gel et en particuliers aux variations de température. Si nous validons cette hypothèse, cela signifie que l'on peut modifier les paramètres du gel, par exemple en le chauffant. L'idée est donc de provoquer de faibles variations de vitesses dans le gel et de se placer dans une situation de suivi de ces modifications, comme dans le cas d'une surveillance de réservoir.

2.2.1 Contraintes

La première contrainte est de valider que variations de température et de vitesse sont liées. Pour cela, un test préliminaire sur plusieurs jours est une piste intéressante. En effet, les variations de température dues à l'alternance du jour et de la nuit devraient être visibles.

Ensuite, l'idée est de suivre plusieurs ondes. Pour cela nous envisageons de capitaliser sur les résultats de double formation de voies pour extraire ces ondes. Pour avoir un suivi suffisamment fin en temps, nous comptons sur nos antennes de taille réduite qui nous donnent une répétition suffisante des mesures.

2.2.2 Mise en oeuvre

Dans cette étude, nous nous proposons de suivre trois ondes : une onde de surface et deux ondes de volume. Pour cela, un gel bi-couche est réalisé avec une concentration d'agar-agar d'environ 6% dans la couche inférieure et 3% dans la couche supérieure. Dans cette configuration, on s'attend à observer les ondes suivantes :

1. L'onde de surface (ou onde directe) appelée onde A
2. L'onde de volume réfléchie à l'interface des deux couches d'agar-agar appelée onde B
3. L'onde de volume réfléchie au fond ou onde C

Ces trois ondes sont représentées figure 2. La distance D entre source et récepteur est de 15 cm. Sachant que le gel fait plus de 45 cm de côté, cela permet de discriminer temporellement les arrivées et de décaler d'autant les réflexions sur les bords.

Le test est effectué avec une seule source et un seul récepteur. On note H la hauteur du gel et h celle de la couche supérieure. La surface étant en contact avec l'air, nous serons amenés

à faire l'hypothèse que la couche supérieure est affectée sur tout ou partie de sa hauteur, on notera $h1$ cette troisième hauteur.

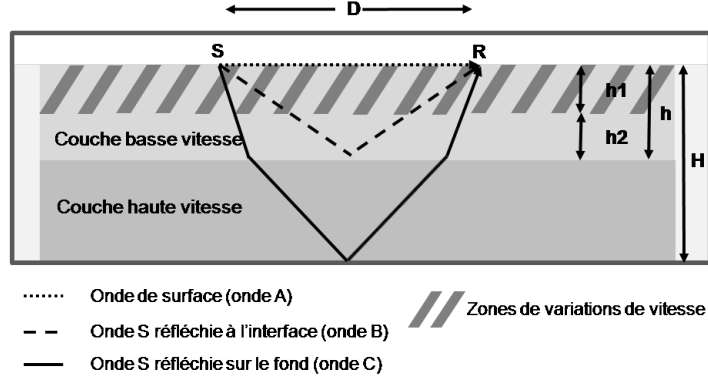


FIGURE 2: Environnement

Dans ce premier test, des mesures sont faites toutes les 15 minutes et le gel est laissé tel quel. On récupère tous les quart d'heure une trace ayant l'allure de celles représentées figure 3(a). Ces deux traces ont été enregistrées à plus de six heures d'intervalle. Elles présentent des analogies et on observe pour chacune d'elle une première arrivée entre 20 et 23 ms, une seconde entre 23 et 27 ms et une troisième entre 33 et 37 ms. La première arrivée étant vers 20 ms nous avons une vitesse approximative de 7.5 m/s en surface. En utilisant cette valeur pour des épaisseurs H et h de 12.5 et 6.0 cm, on obtient un temps d'arrivée théorique de 23.4 ms pour l'onde B. Le temps d'arrivée observé de l'onde C (à partir de 33 ms) permet de déduire la vitesse de la seconde couche (environ 10.6 m/s). Ce sont les trois ondes que nous traquons.

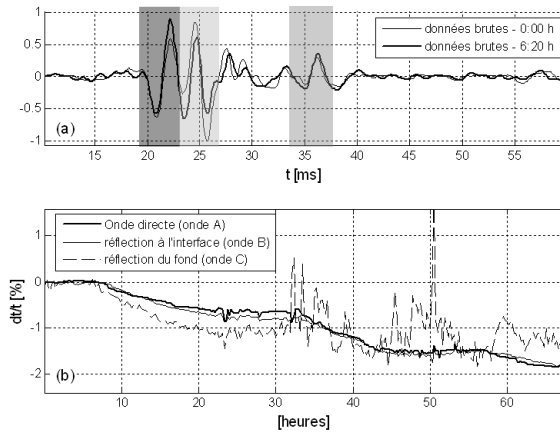


FIGURE 3: Mesure point à point(a) Enregistrements séparés de 6h20 pour le même point source et le même point réception avec (gris foncé) la première arrivée vers 22 ms (gris clair) la réflexion à l'interface des deux couches vers 24 ms et (gris moyen) la réflexion du fond vers 35 ms (b) mesure des temps d'arrivées relatifs pour ces trois ondes sur deux jours et demi.

On remarque cependant deux choses importantes.

1. Les deux premières ondes arrivent à des instants très proches et apparaissent partiellement mélangées
2. Le bruit d'une mesure à l'autre est important et peut entraîner des variations supérieures à celles que nous cherchons à identifier.

Il est toutefois possible de fenêtrer ces ondelettes et de calculer la variation relative de temps d'arrivée pour chacune d'elle. Les résultats de ces mesures sont présentés 3 (b). Il apparaît immédiatement qu'au delà de la trentième heure, les mesures de dt/t pour l'onde C sont très perturbées. Cela est probablement dû à un RSB insuffisant. Pour les ondes A et B, on parvient à suivre des variations relativement lisses qui laissent de plus entrevoir des périodes de 24 heures. Cela nous conforte dans l'hypothèse que le milieu subit des variations de vitesse liées à la température. Toutefois, les ondes A et B étant mélangées, on ne sait pas dans quelle mesure les variations de l'une sont perturbées par celles de l'autre. Pour toutes ces raisons, la possibilité de pouvoir séparer ces ondes nous apparaît importante. C'est ce qui motive les études suivantes à l'aide d'antennes sources et récepteurs.

2.3 Résultats de la double formation de voie

Le dispositif expérimental est maintenant celui de la figure 4. C'est à dire que les points sources et récepteurs sont remplacés par des antennes de taille $5 \times 5 = 25$ éléments.

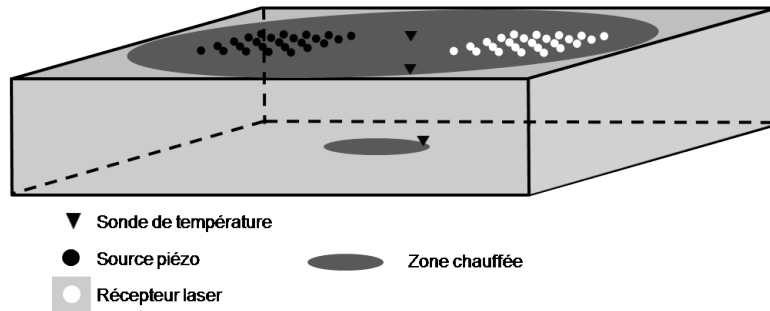


FIGURE 4: Dispositif avec antennes

D'autre part, on va créer en profondeur des variations de température à l'aide d'une résistance chauffante. Ce chauffage va modifier la vitesse des ondes S en profondeur et va nous permettre de simuler les variations de vitesses d'un réservoir. Pour se rapprocher encore des conditions réelles, nous devons également créer des variations de vitesse à la proche-surface. On va alors utiliser un radiateur qui sera disposé au dessus du gel et qui va rayonner vers le bas sur toute la surface du gel.

Enfin, pour contrôler les variations de température, trois sondes thermiques sont disposées à la surface, à 3 cm de profondeur et au fond du gel.

L'utilisation des antennes de 25 éléments permet d'obtenir un jeu de données toutes les 20/22 minutes. Le dispositif a fonctionné sans arrêt durant un peu plus de 24 heures. La figure 5(a) montre la trace centre à centre pour 70 acquisitions consécutives. Nous constatons là encore l'impact du bruit et le mélange des ondes. Le traitement consiste à appliquer l'algorithme de DFV à chaque acquisition.

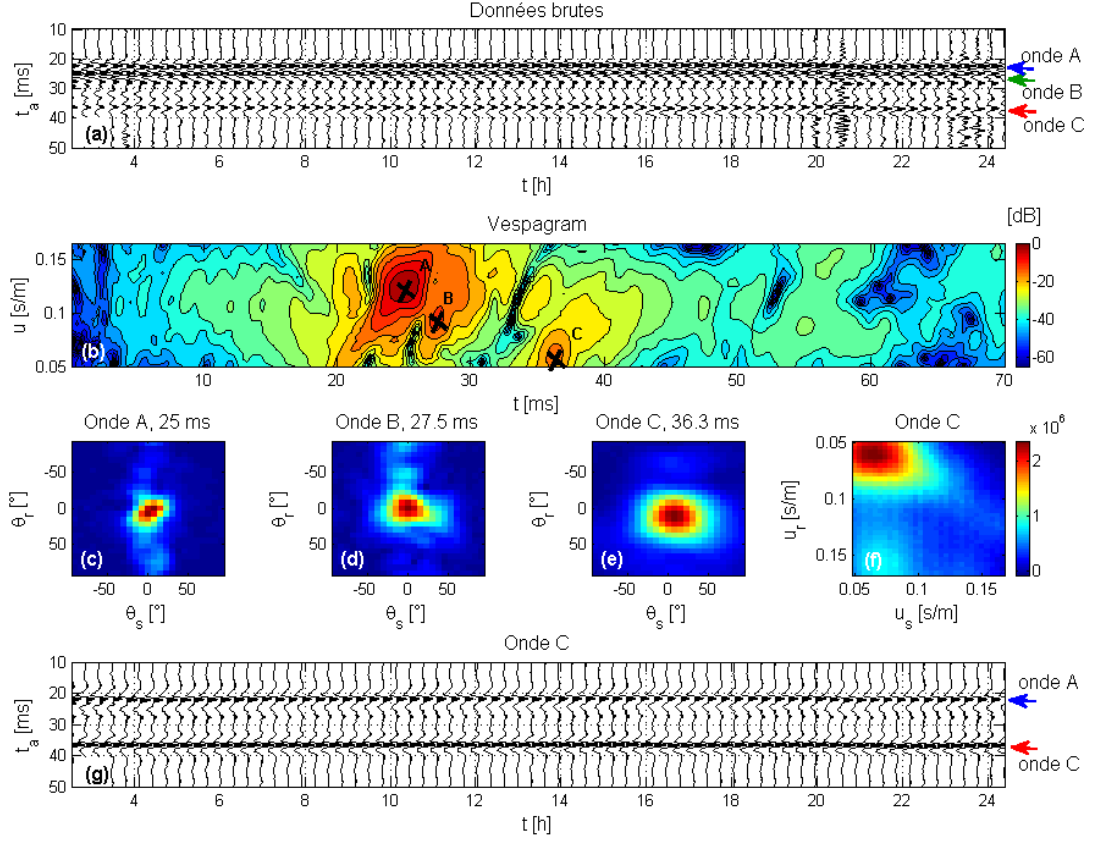


FIGURE 5: Formation de voie en 4D. (a) Données brutes après corrélation de la trace centre-à-centre pour 70 acquisitions (b) Vespagram après DFV, A : onde de surface directe (25 ms, 0.12 s/m), B : réflexion à l'interface des deux couches (27 ms, 0.09 s/m) et C : réflexion du fond (36 ms, 0.06 s/m). (c)-(e) Taches focales des ondes A, B et C dans le domaine des azimuts. (f) Tache focale de l'onde C dans le domaine des lenteurs. (g) Trace de l'onde C extraite par DFV pour $(\phi_s, \phi_r) = (0^\circ, 0^\circ)$ et $(u_s, u_r) = (0.62, 0.66)$ s/m.

Pour la première acquisition, nous commençons par calculer un vespagram qui nous permet d'estimer les temps d'arrivées et les lenteurs pour chaque onde. La lenteur mesurée pour l'onde de surface est de 0.126 s/m ce qui correspond à une vitesse de 7.9 m/s. On observe pour les ondes B et C des lenteurs de l'ordre de 0.094 s/m et 0.064 s/m. Toutes ces valeurs nous permettent de faire les recherches de maxima au sein de la matrice des données et d'obtenir des cartes en azimuth [fig. 5(c)-(f)] ou en lenteur pour les trois ondes A, B et C. Ensuite, pour chaque onde, on extrait la trace issue de la DFV en restant dans le domaine des angles comme expliqué dans la partie III. Un exemple est donné pour l'onde C [fig. 5(g)]. On remarque que l'onde directe (flèche bleue) reste visible alors que l'onde de volume réfléchie à l'interface (flèche verte) est enlevée par le traitement. Cela est dû au fait que l'onde directe est plus énergétique. Le gain de la DFV n'est pas infini. Avec notre dispositif de 25 sources en émission et réception - et pour un bruit considéré comme gaussien - il vaut 25, soit 28 dB. Cela dit, l'onde C (flèche rouge) apparaît avec une intensité plus importante et bien séparée en temps ce qui permet ensuite d'appliquer un fenêtrage et un calcul de variation de temps d'arrivées.

3 Traitements et résultats

Grâce au traitement par DFV, nous avons pu séparer les trois ondes se propageant entre nos antennes. Leurs temps d'arrivée sont plus facilement mesurables du fait de la meilleure qualité d'ondelette obtenue (meilleur RSB et absence de mélange avec d'autres ondelettes). On peut donc s'intéresser au suivi de leurs temps d'arrivées.

Les résultats mesurés dans le cas point-à-point [fig. 3(b)] montrent que les variations de temps d'arrivées des ondes de surface et de volume sont corrélées. Elles paraissent plus ou moins proportionnelles sans être égales pour autant. Notre objectif est de montrer théoriquement qu'il existe une relation de proportionnalité entre ces variations dont on pourra tirer parti pour la suite.

3.1 Approche théorique

Ce paragraphe montre - dans le cas théorique - l'existence d'un coefficient reliant les variations de temps d'arrivées des ondes de volume en cas de variations de vitesse dans la proche surface.

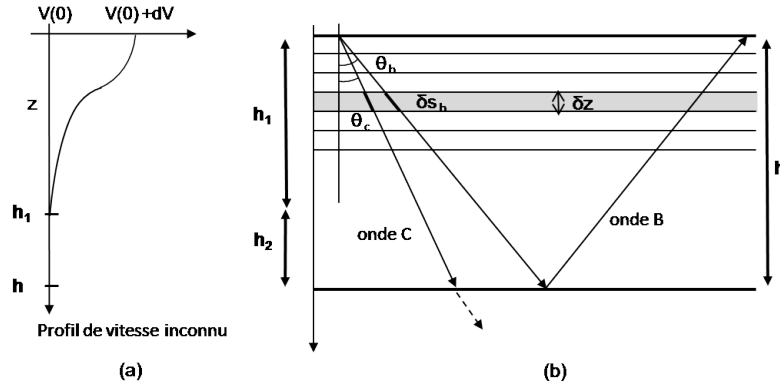


FIGURE 6: (a) Profil de variation de vitesse supposé de la proche surface. (b) Trajet des ondes B et C dans la couche supérieure

Dans cette partie, nous considérons uniquement les variations de vitesse de la proche surface et de la profondeur. Les couches intermédiaires sont supposées ne pas changer. Pour chaque onde x avec $x = A, B$ ou C nous avons :

$$\frac{dt_x}{t_x} = \frac{dt_{x,ps}}{t_x} + \frac{dt_{x,p}}{t_x} \quad (1)$$

où l'indice p correspond à « profondeur » et ps à « proche surface ». Pour la première couche de profondeur h [fig. 6(b)] nous supposons un profil de variation de vitesse 1-D le long de l'axe z [fig. 6(a)] entre les profondeurs 0 et h_1 ($h_1 \leq h$). A une profondeur z donnée, la vitesse varie de $V(z)$ à $V(z) + \delta V(z)$. Pour une sous couche d'épaisseur infinitésimale δz , la longueur du trajet de l'onde x (pour $x = B$ ou C) vaut $\delta s_x = \delta z / \cos(\theta_x)$. On considère dans cette partie que le dispositif est symétrique côté source et réception. On s'intéresse donc à la différence de temps de trajet δt_x sur la moitié du parcours de chaque onde. En prenant en compte les variations

de la vitesse et de l'angle d'élevation, la différence de temps de trajet avant et après variation devient donc :

$$\delta t_x = \frac{1}{V(z) + dV(z)} \frac{\delta z.}{\cos(\theta_x + \delta\theta_x)} - \frac{1}{V(z)} \frac{\delta z.}{\cos\theta_x} \quad (2)$$

Dans l'Annexe B, nous montrons que de faibles variations de vitesse ne modifient pas le trajet au premier ordre², ce qui signifie que l'angle d'incidence peut être considéré comme constant. L'équation 2 s'écrit alors :

$$\delta t_x = \frac{1}{V(z) + dV(z)} \frac{\delta z.}{\cos\theta_x} - \frac{1}{V(z)} \frac{\delta z.}{\cos\theta_x} \quad (3)$$

Finalement, en développant au premier ordre avec $dV \ll V$, nous avons pour $x = B$ ou C :

$$\delta t_x = -\frac{\delta z.}{\cos\theta_x} \frac{dV(z)}{V(z)^2} \quad (4)$$

On en déduit :

$$\delta t_C = \frac{\cos\theta_B}{\cos\theta_C} \delta t_B \quad (5)$$

Pour obtenir la variation de temps de trajet total sur la première couche, nous intégrons les quantités trouvées pour une profondeur variant de 0 à h . Et comme la vitesse ne varie qu'entre 0 et h_1 il vient :

$$dt_C = \frac{1}{h_1} \int_0^{h_1} \frac{\cos\theta_B}{\cos\theta_C} \delta t_B(z) dz \quad (6)$$

En tenant compte du fait que l'angle d'élevation ne varie pas, nous obtenons une relation liant les variations de temps d'arrivées des ondes B et C :

$$dt_C = \frac{1}{h_1} \frac{\cos\theta_B}{\cos\theta_C} \int_0^{h_1} \delta t_B(z) dz = \frac{\cos\theta_B}{\cos\theta_C} dt_B \quad (7)$$

On peut considérer cette égalité en terme de variations relatives de temps de trajet :

2. Il serait plus efficace de se contenter d'invoquer le principe de Fermat dont cette conclusion est une conséquence. Nous avons cependant gardé l'Annexe B qui image bien notre cas particuliers.

$$\frac{dt_{C,ps}}{t_C} = \frac{t_B \cos\theta_B}{t_C \cos\theta_C} \frac{dt_{B,ps}}{t_B} = \frac{t_B \cos\theta_B}{t_C \cos\theta_C} \frac{dt_B}{t_B} \quad (8)$$

On en conclut qu'en présence de variations de vitesse simultanées en surface et en profondeur, les variations de temps de trajets de l'onde C en profondeur peuvent être déduites à l'aide des variations de temps de trajets de l'onde B qui ne varie qu'en proche surface.

$$\frac{dt_{C,p}}{t_C} = \frac{dt_C}{t_C} - \frac{dt_{C,ps}}{t_C} = \frac{dt_C}{t_C} - \frac{t_B \cos\theta_B}{t_C \cos\theta_C} \frac{dt_B}{t_B} \quad (9)$$

3.2 Résultats

Une fois les ondelettes extraites via DFV, il est possible de les fenêtrer puis de calculer leurs temps d'arrivées et d'en étudier les variations. Les algorithmes utilisés sont présentés dans l'Annexe C, ils font appel à une ondelette de référence. Pour construire cette référence, on utilise la moyenne de plusieurs ondelettes sur une partie de l'acquisition pendant laquelle les variations de temps d'arrivées sont faibles.

3.2.1 Variations de vitesse en profondeur et en surface

Dans l'étude point-à-point, nous avons constaté que l'ensemble du gel était soumis à des variations de température. Celles-ci ne sont pas maîtrisées. Il est cependant possible d'en créer assez facilement.

Pour créer des variations en surface, nous utilisons un radiateur qui est posé au dessus du gel. Il rayonne principalement vers le haut mais un peu de chaleur part vers le bas. Cela évite un chauffage trop intense. D'autre part, le chauffage est réparti sur toute la surface du gel.

Pour un chauffage au fond, nous utilisons une résistance. Celle-ci est fixée sur une petite plaque d'aluminium mise en contact avec le verre. Cette plaque d'aluminium permet d'éviter de trop chauffer le verre en y apposant directement la résistance. Du fait de la taille de la plaque d'aluminium (2 cm x 12 cm) on obtient un chauffage local. Dans ce test, nous nous intéressons à la variation de temps d'arrivées dans trois cas :

1. Un chauffage à la surface seul
2. Un chauffage en profondeur seul
3. Un chauffage simultané en surface et en profondeur

Pour cela, les chauffages sont activés à différents moments de l'expérience. Ces temps sont présentés figure 7(a).

Pour vérifier l'impact du chauffage dans le gel, les trois sondes thermiques sont disposées dans le gel pour suivre les variations de températures.

La première sonde de température est disposée en surface un peu en dehors du parcours de l'onde directe. Elle permet de vérifier que la température varie même en limite de dispositif sans impacter le parcours de l'onde.

La seconde est disposée à 3 cm de profondeur, au milieu de la première couche.

La troisième est mise au fond, légèrement décalée par rapport au trajet supposé de l'onde réfléchie sur le fond.

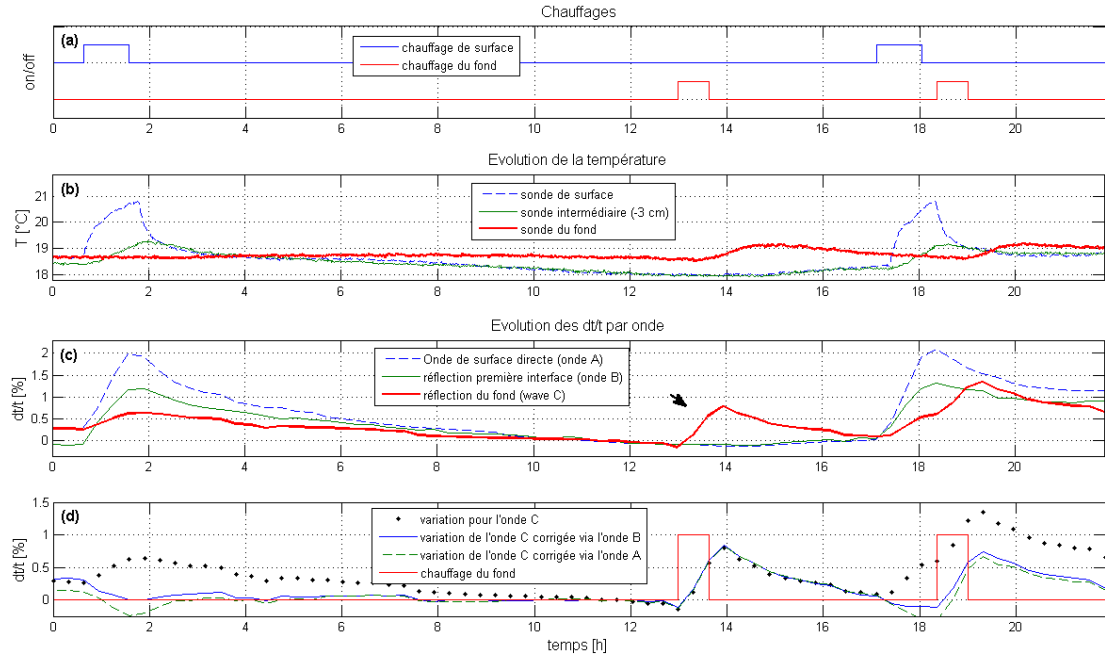


FIGURE 7: Variations de temps d'arrivée (d'après [de Cacqueray et al. 2013])

L'expérimentation consiste en une suite d'acquisition, le tout durant plus d'une journée. Pour chaque acquisition, 625 traces sont enregistrées ce qui permet d'obtenir un jeu complet toutes les 20/21 minutes. La température est enregistrée toutes les 25 traces. On obtient les mesures présentées figure 7(b).

Enfin, en mesurant les variations de temps d'arrivées pour les trois ondes, on s'intéresse à leur réaction aux différents chauffages.

On constate des réactions tout à fait en phase avec l'activation des chauffages. Vers 1 h, alors que l'on active le chauffage du haut, la sonde de surface affiche une forte variation [fig. 7(b) ligne bleue]. Elle est corrélée avec une variation d'environ 2% de l'arrivée de l'onde de surface [fig. 7(c) ligne bleue]. Cette arrivée devient plus tardive. On en déduit que le réchauffement du gel diminue la vitesse de l'onde de surface. De même pour les ondes de volume (B et C), le temps d'arrivée augmentent. La variation est de plus de 1% pour la réflexion à la première interface et d'environ 0.5% pour la réflexion du fond. Cela est conforme avec nos attentes : les trois ondes se propagent dans ou à travers la proche surface et sont toutes affectées par ses variations.

En observant les mesures de la deuxième sonde [fig. 7(b) en vert] on constate que la première couche subit aussi un réchauffement. Donc le gel est impacté sur une profondeur de plus de 3 cm. En revanche, la sonde du fond ne marque pas de hausse de température. On peut en conclure que les variations de temps d'arrivées de l'onde C sont liées uniquement à son passage par la proche surface.

Après un temps de relaxation permettant au gel de stabiliser sa température, un chauffage du fond est déclenché vers 13h. On remarque que seule la sonde du fond détecte un chauffage et la variation de temps d'arrivée de l'onde C apparaît avec un pic vers 14 h [fig. 7(c) flèche noire]. Les ondes A et B ne voient pas cette variation de température.

Enfin, vers 17 h on active le chauffage de surface, puis, sans attendre que la température du

gel se stabilise, le chauffage du fond. Les deux chauffages sont appliqués pendant la même durée que précédemment et avec une puissance inchangée. On voit que les trois sondes détectent la hausse de température de même que les trois ondes. Concernant les ondes A et B, on peut déduire de la première expérience que la variation de temps d'arrivées est liée au seul chauffage de la surface. On constate par ailleurs que pour des chauffages équivalents en durée et en intensité, les variations de températures et de temps d'arrivées restent très proches. En revanche, pour l'onde C, il n'est pas possible de discriminer les variations de temps d'arrivées liées à l'un ou l'autre des chauffages.

Pour essayer de séparer ces variations, nous allons appliquer la formule de l'équation 9. C'est à dire que l'on utilise les variations de temps d'arrivées de l'onde B pour estimer les variations d'arrivées de l'onde C liées à la proche surface. En corrigeant ainsi les variations de l'onde C mesurées, on obtient la courbe bleue de la figure 7(d). L'allure de la variation entre 18h et 22h est très comparable à celle de la deuxième expérience en présence du seul chauffage en profondeur (de 15h à 18h). Elle apparaît de plus en phase avec les déclenchements du chauffage représenté par la courbe rouge. Entre 1h et 2h, on constate que cette correction reste valable dans le cas de la première expérience durant laquelle seul le chauffage de surface a été activé car les variations sont annulées.

Cette correction nous permet donc d'isoler les variations de temps d'arrivées liées à un événement en profondeur, malgré d'importantes fluctuations en surface.

3.2.2 Correction à partir des données

Nous pouvons essayer d'aller un cran plus loin. Pourquoi ne pas essayer d'utiliser les ondes de surfaces pour compenser les fluctuations parasites de la proche surface ?

Il apparaît assez vite que l'équation 9 ne nous aidera pas. En effet, l'onde de surface ne traverse pas la proche surface comme l'onde B. Les tracés de la figure 6 ne sont plus applicables. L'idée est ici de ne pas chercher à trouver un coefficient de correction par le calcul mais d'essayer de le retrouver dans les données. Pour cela, on représente les variations de temps d'arrivées de l'onde C en fonction de celles de l'onde A [fig. 8(a)]. Cette figure ne montre pas de relation linéaire globale. Cependant, il est possible de différencier les instants pour lesquels le gel n'est pas chauffé en profondeur (triangles noirs). Dans ce cas là, une relation linéaire est identifiable. On peut calculer la régression linéaire des points correspondants et on trouve une pente $r = 0.4$. Il est alors possible de dériver une relation entre les variations de temps d'arrivées liées à la proche surface analogue à celle de l'équation 9 à l'aide du coefficient r :

$$\frac{dt_{C,p}}{t_C} = \frac{dt_C}{t_C} - r \frac{dt_A}{t_A} \quad (10)$$

Les variations de temps d'arrivées après correction sont représentées par la courbe en pointillés verts de la figure 7(d). On constate là encore une bonne correction des temps d'arrivées avec toutefois une qualité un peu moindre que pour la méthode précédente entre 1 et 2h et aux alentours de 18h. Cela est peut-être lié aux spécificités des ondes de surface et ce point va être discuté au chapitre suivant. Cela peut également venir des imprécisions de mesure ou des imperfections de notre dispositif.

On peut également essayer cette méthode avec l'onde B. On remarque là encore une relation linéaire pour les variations de temps d'arrivées liées aux instants sans chauffage du fond [fig. 8(b)]. On peut alors mesurer un nouveau coefficient $r = 0.55$ à comparer au ratio $\frac{t_B \cos \theta_B}{t_C \cos \theta_C} = 0.536$ trouvé par la méthode théorique.

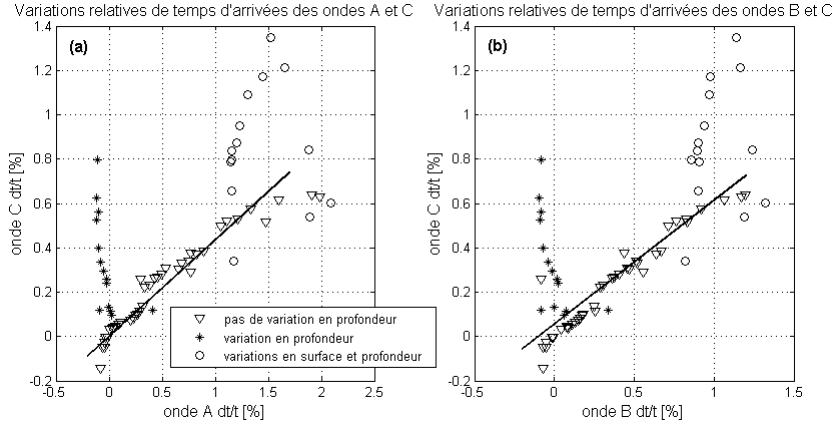


FIGURE 8: Variation relatives de temps d'arrivées croisées.

3.2.3 Discussion

L'intérêt de la méthode est à discuter dans le cadre d'une application opérationnelle.

Une des premières hypothèse est de pouvoir disposer d'antennes. Concrètement, cela signifie un jeu de récepteurs et de sources de part et d'autre de la zone à surveiller avec des espacements inter-éléments qui autorisent l'utilisation de la formation de voie aux fréquences émises.

Si on souhaite utiliser une onde de volume telle que l'onde B pour calculer des corrections, il faut qu'elle existe. Cependant, on rencontre en général de nombreux réflecteurs à un endroit donné et on peut considérer comme probable d'avoir une ou plusieurs réflexions au dessus du réservoir ou de la zone d'intérêt.

Ensuite, nous avons un milieu dont la vitesse est constante. On peut montrer facilement [Annexe D] que si la vitesse n'est pas la même au niveau des deux antennes, il existe toujours un facteur de correction linéaire liant les variations de temps d'arrivées liées à la proche surface. En revanche, si la vitesse varie au sein d'une même antenne, les techniques de formation de voie ne peuvent s'appliquer directement et d'autres traitements sont à considérer [Dzieciuch 2001].

La variation du couplage des sources dans le temps est aussi une question. Nous ne l'avons pas pris en compte dans nos calculs et les résultats se sont révélés probants. Il existe cependant une réponse. Sur le terrain, il est possible de connaître le courant d'alimentation d'une source enterrées ainsi que la réponse à proximité de la source *via* un géophone supplémentaire. On peut alors calculer un opérateur pour compenser les variations observées ou utiliser des techniques dites « surfaces consistantes » [Meunier et al. 1997]. Dans nos expériences, on pourrait aussi aller plus loin en utilisant un point de réception « témoin » à offset proche qui permettrait de compenser les variations liées à la source.

Enfin, la méthode utilisant des ondes de surface reste délicate à envisager sur le terrain. Certes, l'expérience a montré de bons résultats. Mais les conditions sont favorables. D'une part, notre couche de vitesse faible est suffisamment grande par rapport à la longueur d'onde pour que nous ayons un seul mode de Rayleigh à prendre en compte. D'autre part, nous n'avons pas introduit d'éléments diffractants ou de réflexions multiples. Or, des réflexions nombreuses dans la proche surface pourraient rendre la séparation des ondes plus difficile même avec la DFV. La propagation des ondes de surface sur le terrain peut devenir rapidement extrêmement complexe.

La méthode utilisant les ondes de surface est envisageable car ces dernières sont sensibles à la profondeur d'une manière qui dépend de la longueur d'onde (e.g. [Aki and Richards 1981]). C'est

grâce à cela qu’elles “voient” les variations en proche surface. Mais pour que cela soit valable, il faut que la profondeur impactée par les variations de vitesse soit correctement couverte par les ondes de surfaces.

Dans notre cas, on peut estimer cette profondeur en supposant que le modèle de l’Annexe B est valable au premier ordre. On suppose que la couche supérieure voit un changement de vitesse constant dV entre les profondeurs 0 et h_1 et qu’elle reste inchangée sur la partie restante.

Dans ce cas, le résultat de l’Annexe B s’applique et on a :

$$\frac{dt_B}{t_B} = -\frac{h_1}{h} \frac{dV}{V}$$

Pour l’onde directe la relation est :

$$\frac{dt_A}{t_A} = -\frac{dV}{V}$$

On en déduit le rapport h_1/h puis $h_1 \approx 4.5$ cm. Ce qui veut dire que la couche supérieure voit des variations de températures sur environ 4.5 cm. On retrouve bien le fait que la sonde de 3 cm enregistre ces variations. Le signal ayant une fréquence moyenne de 500 Hz, sa longueur d’onde est d’environ 2 cm. Cela signifie que la zone affectée par les variations de température est suffisamment importante pour affecter la majorité des longueurs d’onde de notre signal. L’utilisation de l’onde A est donc légitime dans notre cas. Il est possible de confirmer ces résultats par une étude de la température. On utilise pour cela un code d’éléments finis basé sur l’équation de diffusion de la chaleur à une dimension :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{1}{D} \frac{\partial T}{\partial t} \quad (11)$$

où D est le coefficient de diffusion thermique. D peut-être trouvé dans la littérature. Dans [Opoku et al. 2006] des valeurs de diffusivité thermique d’environ $1.410^{-7} m^2/s$ sont mesurées pour des gels d’Agar-agar à 1%. Après quelques tests, nous avons utilisé la valeur de $1.310^{-7} m^2/s$. Pour les conditions aux limites de cette simulation, nous avons initialisé les valeurs de température en $z=0$ et $z=H$ à l’aide des enregistrements des sondes de surface et de profondeur. Le résultat est représenté sur la figure 9(a). La validation du résultat est permise en comparant les valeurs simulées pour la profondeur 3 cm [courbe rouge fig. 9(b)] avec celles données par notre sonde de température intermédiaire [courbe bleue fig. 9(b)]. On constate que la variation de température dépasse les 2°C jusqu’à une profondeur de 3 cm, pour un maximum de 3.5°C sur les premiers millimètres de profondeur. La correspondance n’est pas exacte en certains points (entre 17 et 20h puis entre 22 et 24h30) ce qui peut s’expliquer de deux manières. En premier lieu, les sondes de température ont été placées de manière à ne pas être exactement sur le parcours des trajets qui nous intéressent. Elles mesurent donc des valeurs approchées. D’autre part, notre gel est un milieu 3D que nous supposons homogène mais qui ne l’est pas complètement. Cela suppose que D peut varier dans le volume.

Le modèle permet de visualiser une variation de température en fonction de la profondeur. Si on fait l’hypothèse que la variation de température est proportionnelle à la variation de vitesse, on peut créer un modèle de propagation à couches qui suit cette loi. On utilise la variation

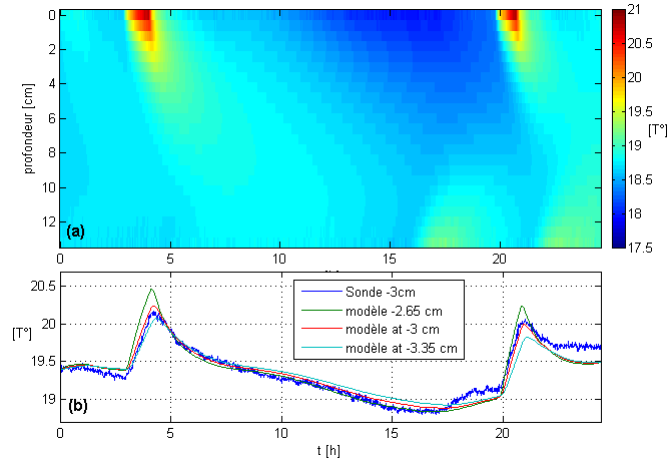


FIGURE 9: Modèle de température (a) Modèle de température 2D initialisé aux bords avec les valeurs des sondes de température de surface et du fond (b) Comparaison des valeurs de la sonde à 3 cm de profondeur et des valeurs données par simulation.

relative maximum de 2% mesurée sur l'onde de surface pour calibrer ce modèle de vitesse. En utilisant le code de Herrmann [Herrmann 1981], il est alors possible de calculer la courbe de dispersion de l'onde de Rayleigh [fig. 10(a)] ainsi que sa forme d'onde avant et après la variation de température [fig. 10(b)] .

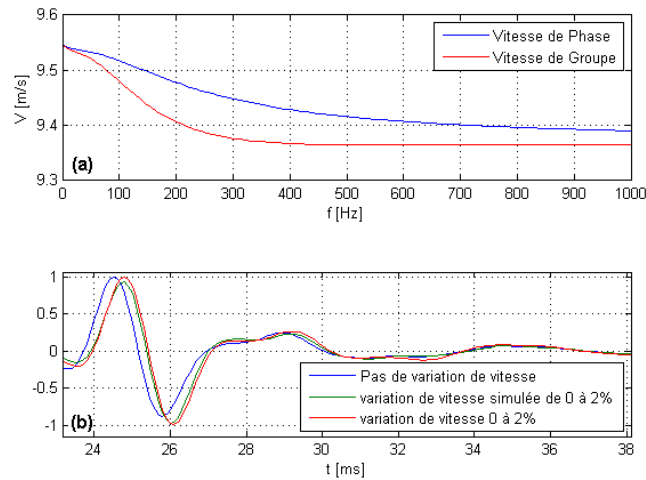


FIGURE 10: Calcul de la dispersion par code de Herrmann (a) Courbe de dispersion de l'agar-agar pour un variation de vitesse de 2% en surface (b) Ondelette initiale enregistrée avant variation (bleu) Ondelette enregistrée pour des variations de temps d'arrivées observés de 2% (rouge) et ondelette déduite par calcul de l'ondelette initiale après variations de vitesse en surface simulées de 2%.

Sur cette dernière figure, l'ondelette initiale est représentée par la courbe bleue. Après propagation dans le milieu intégrant le modèle de variation de vitesse, on obtient l'ondelette verte. On peut superposer (courbe rouge) le signal enregistré durant notre expérience pour un dt/t de

2%. On constate une très bonne correspondance entre les deux signaux ce qui permet de conclure que notre modélisation représente correctement les variations de temps d'arrivées mesurées.

3.3 Compensation de variation globale

Dans une deuxième étude, nous cherchons à mesurer des variations de vitesse en profondeur plus faibles pour avoir une idée des limites du dispositif. Une des premières possibilités est de diminuer l'intensité et/ou la durée du chauffage en profondeur. C'est ce que nous faisons en passant d'une durée de 30 à 20 minutes pour un voltage de 18 à 12 V.

Il est aussi envisageable d'extraire d'autres ondes passant par des parties de gel moins chauffées. Pour cela, nous utilisons un gel rectangulaire de taille 450 mm x 145 mm x 100 mm. Comme nous l'avons vu lors des premières expériences, il est possible d'extraire les rebonds aux coins du gel en profondeur. Comme le chauffage est généré au centre du gel, ces bords seront moins affectés et les variations de vitesse devraient être plus faibles. En utilisant ce gel, il est aussi possible d'extraire les réflexions sur les bords. En nous limitant aux réflexions simples, cela donne un total de six ondes dont les trajets sont représentés figure 11. Pour détecter des variations de vitesse plus faibles, nous cherchons aussi à améliorer la qualité de la mesure. C'est aussi pour cette raison que nous utilisons un gel de taille plus petite. D'expérience, ils sont plus faciles à réaliser et présentent des surfaces plus homogènes. Le fait de n'avoir qu'une seule couche devrait aussi jouer dans ce sens puisque nous ne maîtrisons pas la qualité du couplage à l'interface de deux gels de concentrations différentes. Enfin, nous avons utilisé une antenne 5 x 5 neuve alors que dans l'expérience précédente nous utilisons l'antenne 8 x 8 en n'activant qu'un sous-ensemble de ses émetteurs. Comme dans l'expérience précédente, les ondes sont séparées par DFV.

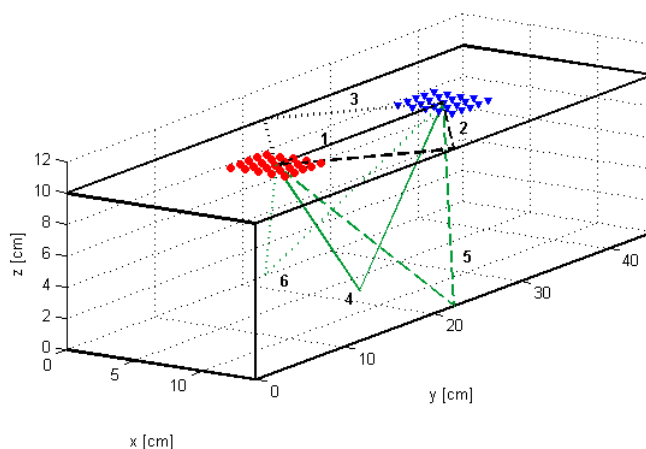


FIGURE 11: Ondes extraites. (noir) Ondes de surface (trait plein) Onde directe ou onde 1 (trait discontinu) Réflexion sur le bord droit ou onde 2 (pointillé) Réflexion sur le bord gauche ou onde 3 (vert) Ondes de volume S (trait plein) Réflexion centrale sur le fond ou onde 4 (trait discontinu) Réflexion dans le coin droit ou onde 5 (pointillé) Réflexion dans le coin gauche ou onde 6.

Plutôt que de créer des variations parasites en surface, nous faisons le choix de tester notre algorithme dans une autre configuration et d'introduire des variations parasites globales. Pour cela, nous réalisons un gel et entamons les mesures avant qu'il ne soit refroidi. Toute la masse

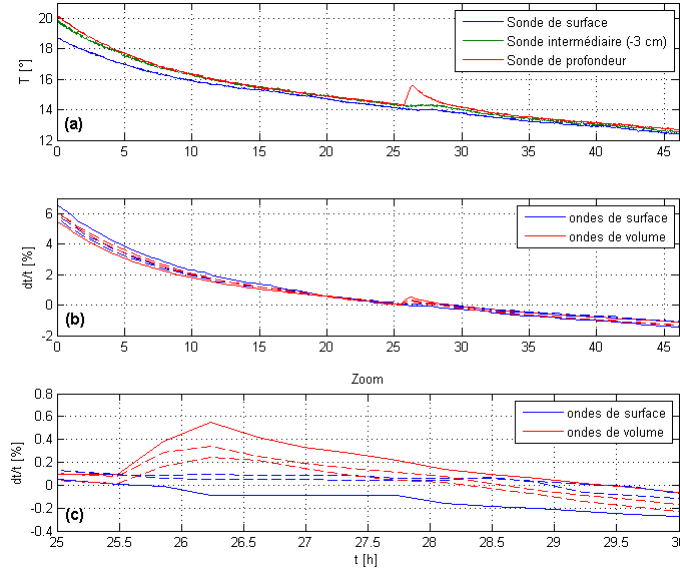


FIGURE 12: (a) Variations de température (b) Variations de temps d'arrivées (c) Zoom des variations de temps d'arrivées.

du gel va subir un lent refroidissement, ce que nous pouvons contrôler au moyen des sondes de températures.

En parallèle, nous déclenchons un chauffage en profondeur peu après 25 heures d'attente. La figure 12(a) permet de suivre l'allure globale du refroidissement à trois profondeurs. On remarque une grande similitude des mesures des trois sondes concernant ce refroidissement. Pour la sonde de surface et pour la sonde de profondeur intermédiaire, la variation de température liée au chauffage en profondeur apparaît négligeable (courbes bleue et verte vers $t = 27$ h). Pour la sonde du fond, (courbe rouge) on note une brusque montée de 1.3°C (de 14.3°C à 15.6°C) pendant environ 35 mn puis une relaxation sur 5 ou 6 heures.

Les figures 12(b) et (c) montrent les variations relatives de temps d'arrivées des six ondes décrites à la figure 11. Ces variations sont peu bruitées, ce qui correspond à l'un de nos objectifs pour cette expérience. On constate que les six courbes ont une décroissance très similaire qui apparaît très proche des mesures de température. On constate également que les variations de température détectées par la sonde en profondeur lors du chauffage correspondent bien à des variations de temps d'arrivée calculées par notre algorithme. Sur le zoom [fig. 12(c)], on observe parfaitement les augmentations des temps d'arrivée des trois ondes de volume vers 25h30 alors que pour les ondes de surface, aucune variation significative n'apparaît. La variation est d'environ 0.45% pour l'onde de volume qui se réfléchit au fond du gel et de 0.26% et 0.23% pour les réflexions dans les coins droit et gauche du gel. La sensibilité de la mesure apparaît très satisfaisante. Les temps d'arrivées de ces trois ondes étant respectivement de 30.2 ms, 35.3 ms et 34.9 ms, cela correspond à des variations de temps d'arrivées de $136\text{ }\mu\text{s}$, $92\text{ }\mu\text{s}$, et $80\text{ }\mu\text{s}$. La figure 13 montre, dans le cas de la réflexion du fond (onde 4), que ces variations sont détectables mais peu visibles sur les traces alors que les variations globales sautent aux yeux.

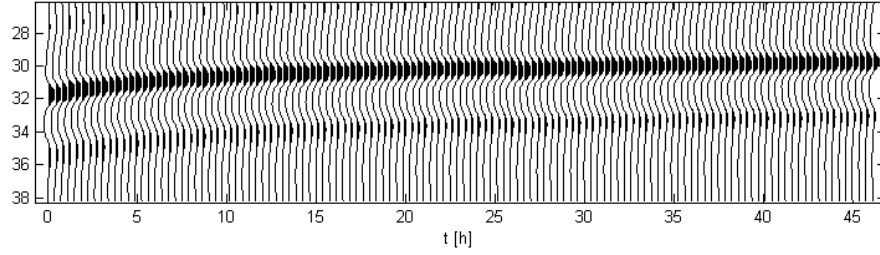


FIGURE 13: Trace de la réflexion du fond (onde 4) extraite par DFV

Cette dernière expérience nous a permis d’approcher les limites de notre dispositif. L’utilisation d’un gel de petite taille plus facile à faire permet de supposer qu’il est plus homogène. En tout état de cause, les variations de temps d’arrivées calculées sont très peu bruitées. Les plus faibles concerne l’onde n°6 pour une variation d’environ $80 \mu s$. La figure 6(c) montre qu’une variation plus faible pourrait être détectée. Un facteur deux serait un maximum. En effet, en deçà de 0.12% (environ $40 \mu s$ pour cette onde) la variation devient de l’ordre de grandeur du bruit de mesure. Cette mesure peut être un bon étalon pour valider de futur dispositifs 4D.

3.4 Suivi multi-paramètres

La DFV permet d’isoler une onde en fonction de 5 paramètres : son temps d’arrivée, ses angles d’incidence en émission et réception, ses azimuths en émission et réception. Jusqu’ici, nous nous sommes intéressés principalement aux temps d’arrivées. Mais nous pouvons étendre notre étude aux autres paramètres ainsi qu’à l’amplitude.

En suivant les maximums d’intensité de la matrice S , il est possible d’observer des variations dans les 5 dimensions et d’enrichir l’étude 4D.

Ce suivi est possible mais peut se faire de différentes manières. La première solution consiste à suivre le maximum d’intensité en laissant libre les 5 paramètres. Ce n’est pas la solution que nous avons choisie. En effet, les données sont bruitées et la résolution n’est pas infinie. Comme le maximum d’intensité est relativement lisse, il faut très peu de variations pour passer d’une valeur discrétisée à une autre dans l’espace des angles. S’il s’ajoute un peu de bruit, on observe alors des “sauts” intempestifs qui brisent les résultats. Une deuxième approche consiste à fixer quelques paramètres et rechercher les maximums non pas sur cinq mais deux dimensions par exemple. Ainsi pour la i ème séquence de mesure et pour une onde donnée n , on cherche :

$$(\theta_s, \theta_r)_i = \max_{n, \theta_s, \theta_r} [S_i(t_{max}, u_{r, max}, u_{s, max}, \theta_s, \theta_r)]$$

Mais même dans ces conditions, les “sauts” persistent, en dépit de l’utilisation de moyennes ou d’interpolations 2D.

La solution choisie consiste à travailler à paramètres constants sauf pour celui que l’on cherche à suivre.

3.4.1 Suivi en incidence/lentueur

Pour chacune des six ondes suivies, nous avons donc calculé la lentueur pour chaque séquence de mesure. Elles sont représentées sur la figure 14(a) côté source et (b) côté réception.

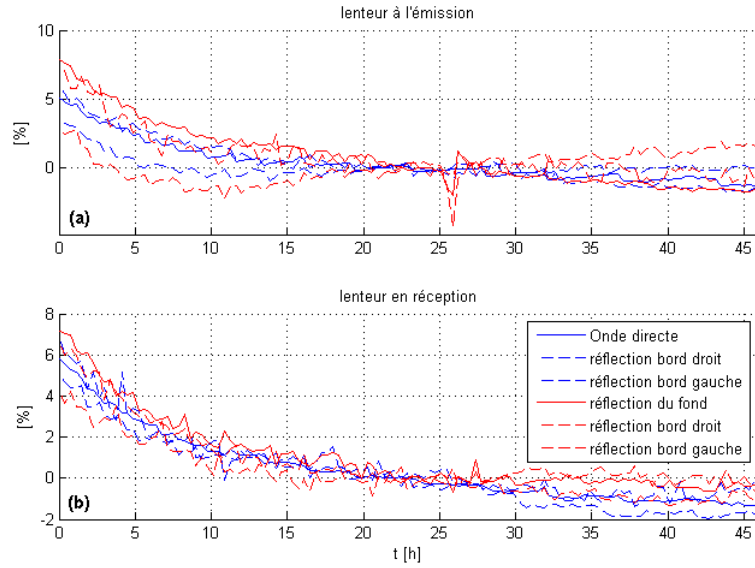


FIGURE 14: Suivi des lenteurs des 6 ondes (a) Emission (b) Réception

On remarque immédiatement que pour toutes les ondes, l'allure de la courbe en lenteur suit une décroissance similaire à celle de la température. Ces courbes sont plus bruitées que les courbes de variation de temps d'arrivées. Ainsi, sur les lenteurs en réception, il est difficile d'observer d'autres évolutions significatives que celle de la variation globale. En revanche, côté émission, les courbes en lenteurs de deux des trois ondes de volume montrent un pic vers 25h30, au moment du chauffage en profondeur. Ce pic est plus visible pour l'onde 5 qui est réfléchiée dans l'angle droit.

3.4.2 Suivi en azimuth

On effectue ensuite le même suivi pour les azimuths. Dans cette représentation, on s'intéresse aux variations absolues, en degrés. Le suivi en azimuth est plus difficile à interpréter. De manière générale, on constate une absence ou quasi-absence de variations d'azimuth pour les ondes de surface (courbes bleues). Les seules variations qui entrent en compte sont entre 0 et 5 h où l'on note une baisse de 3° pour celle qui est réfléchiée sur le bord droit. Le reste du temps, les variations sont bruitées mais ne dépassent pas les 2° .

Pour les ondes de volume, on note trois comportements différents :

- L'onde réfléchiée sur le fond présente de faibles variations d'azimuth tout au long de l'expérience.
- L'onde réfléchiée sur le coin droit présente de faibles variations - 2 à 3° - au début de l'expérience, reste autour de zéro ensuite avant de s'écarter à nouveau de 2 à 4° . Les variations sont de même signe en émission et réception en début d'expérience et de signes opposés à la fin. En outre, la réflexion sur le bord droit présente un pic de variation lors du chauffage en profondeur.
- L'onde réfléchiée sur le coin gauche présente de fortes variations à l'émission (jusqu'à 10°) et à la réception (jusqu'à 4°) durant les 10/12 premières heures de l'expérience lors du refroidissement du gel puis se stabilise autour de zéro. On note que les variations en émission et réception sont de signes opposés.

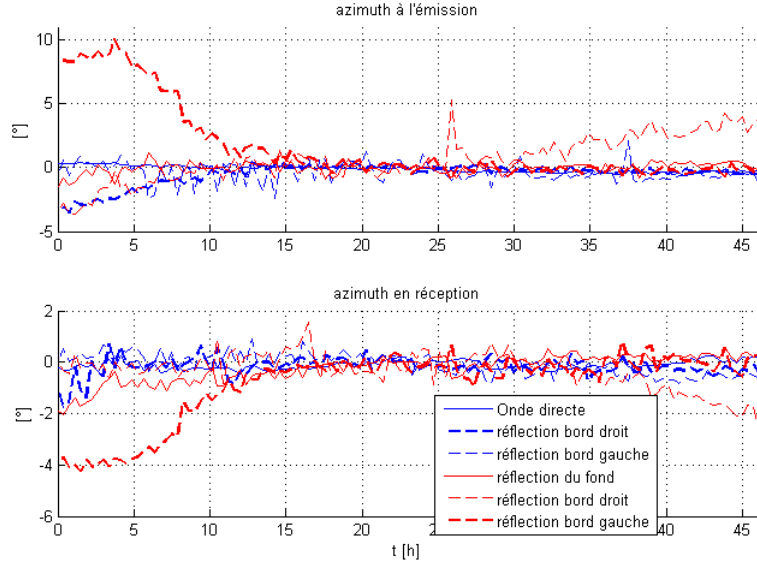


FIGURE 15: Suivi des azimuths des 6 ondes (a) Emission (b) Réception

On peut expliquer certaines de ces variations par des changements de vitesse. Ainsi quand les azimuths varient de plusieurs degrés en sens opposés à l'émission et la réception, la cause principale n'est sans doute pas un changement de trajet car le volume du gel ne change pas significativement. On sait que les variations de température induisent des changements de vitesse. Si la température globale diminue, la vitesse augmente.

3.4.3 Compensation

Comme dans l'expérience précédente, nous allons chercher à compenser les variations de temps d'arrivées liées aux phénomènes parasites. Dans le cas présent, il s'agit des variations liées au refroidissement global du gel. Avec un gel monocouche, il n'existe pas de réflexion intermédiaire utilisable comme au chapitre 3. En revanche, nous pouvons utiliser la méthode basée sur les données en utilisant les ondes de surface et l'équation 10. Nous verrons si la méthode permet de compenser non pas des variations de la seule proche surface mais des variations globales dans le gel.

Nous avons observé que les courbes de variations de lenteur ont des allures très comparables à celles des variations de temps d'arrivées avec une décroissance qui suit le refroidissement. Pour certaines ondes de volume, le chauffage en profondeur est également perceptible. Il est donc envisageable de tester un algorithme de compensation également sur les lenteurs en supposant que l'équation se décline aussi pour les lenteurs. Pour une onde de volume v et une onde de surface s - et en reprenant les indices p et ps du chapitre précédent - on suppose qu'il existe un coefficient q tel que :

$$\frac{du_{v,ps}}{u_v} = q \frac{du_s}{u_s}$$

Les variations de lenteurs de l'onde de volume liées à la profondeur peuvent alors être estimées à l'aide des variations de lenteur de l'onde de surface selon :

$$\frac{du_{v,p}}{u_v} = \frac{du_v}{u_v} - q \frac{du_s}{u_s} \quad (12)$$

Les figures 16(a) et (b) montrent que dans notre expérience, il y a bien un coefficient de proportionnalité pour les temps d'arrivée (cas des ondes 1 et 4) comme pour les lenteurs (cas des ondes 1 et 5). La figure 16(c) montre le résultat de la compensation des temps d'arrivées et la 16(d) celle des lenteurs.

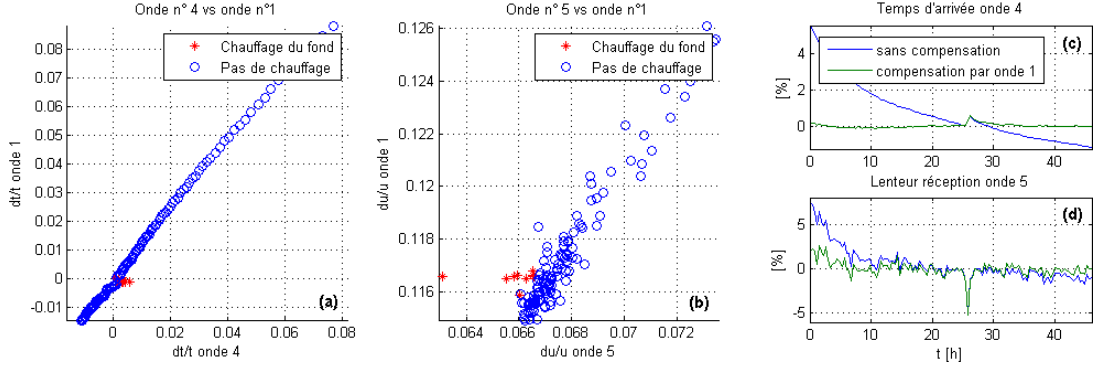


FIGURE 16: (a) Variations des temps d'arrivées relatifs croisées des ondes 1 et 4 (b) Variations des lenteurs croisées des ondes 1 et 5 (c) Compensation des variations des temps d'arrivées de l'onde 4 par l'onde 1 (d) Compensation des variations de lenteur de l'onde 5 par l'onde 1. d'après [de Cacqueray et al. 2012].

On constate que la compensation fonctionne bien dans les deux cas même si, pour la lenteur, les signaux restent bruités. Il est intéressant de voir que le comportement des deux paramètres est très différent. Les variations de temps d'arrivées sont très affectées par la variation globale de température. On dépasse les 5% de variation de temps d'arrivées à l'heure 0. Pour le chauffage en profondeur, on note un pic de 0.45% après compensation. Si on se réfère aux temps d'arrivées, les variations globales sont ici dix fois plus importantes que les variations locales.

Pour les lenteurs, on mesure des variations globales de l'ordre de 7% au début de l'expérience et des variations de -5% lors du chauffage. On reste dans le même ordre de grandeur. Dans notre configuration, cela montre que, pour des variations globales du même ordre de grandeur, la lenteur est un paramètre 10 à 12 fois moins sensible aux variations locales que les temps d'arrivées. Concernant les variations globales, la courbe de variation de lenteur présente une sorte de seuil qui apparaît vers 8 h pour des variations de temps d'arrivée d'environ 2.5%. On note également qu'au début de l'expérience (pour des variations de temps d'arrivée de 4% et plus), la courbe compensée s'éloigne de la valeur 0 en lenteur comme en temps d'arrivée. L'algorithme de compensation proposé semble moins bien marcher en cas de forte variations de vitesse ce qui va dans le sens des hypothèses de faibles variations faites lors des calculs théoriques.

4 Test sur données terrains

L'objectif principal de notre étude est d'évaluer la capacité des expériences en laboratoire à fournir un support efficace pour mettre en place de nouveaux traitements. Les bons résultats obtenus en laboratoire doivent cependant être confrontés à des environnements terrains.

Comme évoqué dans notre introduction, il existe peu de dispositifs d'acquisitions dédiés à l'utilisation d'antenne source et réception simultanément. Néanmoins, le nombre de récepteurs et de sources étant généralement très important sur le terrain, il est envisageable d'en utiliser des sous-ensembles pouvant tenir lieu d'antennes.

4.1 Description de la mission

La mission en question est une mission de surveillance d'un réservoir dans lequel est injecté de la vapeur. Cette vapeur va modifier les propriétés du réservoir et ce sont ces modifications que l'on va chercher à détecter. Plusieurs lignes de récepteur et une ligne de sources sont enterrées pour permettre un suivi permanent des variations du sous-sol. Les données acquises ont subi un prétraitement grâce auquel une bonne partie des ondes parasites (ondes de surfaces) ont été enlevées. De plus, une première correction des fluctuations parasites a été effectuée. Les précisions sur l'environnement terrain ont été réduites au minimum à la demande des propriétaires des données.

4.1.1 Dispositif

Dans le dispositif installé, les vibrations sont émises par des sources piézo-électriques enterrées à 25 m de profondeur et émettant dans une bande de 5 à 130 Hz. Les récepteurs sont des hydrophones - plus performants que des géophones dans cet environnement - enterrés à 9 m de profondeur. La disposition étant en lignes de sources et de récepteurs, nous ne pouvons pas sélectionner de sous-ensembles carrés constituant des antennes 2D comme dans notre étude en laboratoire. En revanche, les espacements en source et en réception étant régulier, nous pouvons disposer d'antennes ALU. La figure 17 représente la ligne de 12 sources (ronds) et une partie de la ligne de 68 récepteurs (carrés) utilisées. En couleur, un exemple de sous-ensemble de 15 récepteurs (en bleu) et de 7 sources (en rouge) constituant un choix d'antennes possible est souligné.

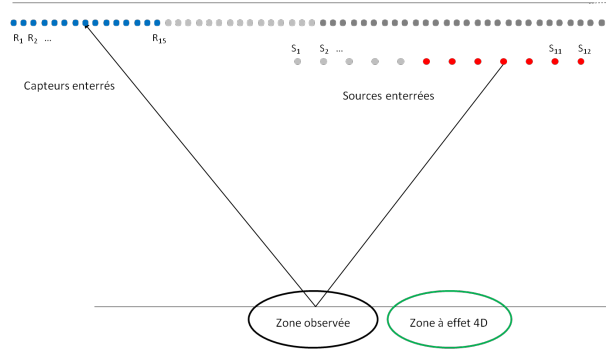


FIGURE 17: Dispositif terrain

Une des caractéristiques du dispositif est que les antennes sources sont au dessus de la zone où les principaux effets 4D liés à l'injection de vapeur sont attendus (ellipse verte). Cette disposition présente un désavantage pour une utilisation en antennes. Nous avons vu au chapitre 1.2 que pour des sources suffisamment proches, le principe de Huygens assure la reconstitution d'une onde plane. Or, dans ce dispositif, les sources ne sont pas assez proches pour la plupart des fréquences

utilisées. La conséquence est que le front d'onde créé lors de la constitution d'une antenne n'est plus plan. Cela veut dire que pour les traces les plus proches des sources (représentées en gris foncé), l'approximation d'une propagation en ondes planes n'est plus valable au moins pour certaines fréquences. Pour évaluer le repliement sur ce type de dispositif, nous simulons une propagation dans le cas d'un espacement de 75 m entre sources et 15 m entre récepteurs. La vitesse des ondes P dans le milieu est supposée constante à 2000 m/s. A l'aide de l'équation 8, nous représentons figure 18 les spots d'intensité théoriques de l'onde directe et d'une onde réfléchie en profondeur sous un angle de 68° en émission et en réception. Nous observons que le repliement à l'antenne source intervient dès 40 Hz pour l'onde réfléchie [fig.18(f)] et un peu avant pour l'onde directe [fig.18(b)]. Sur la totalité du spectre cependant [fig. 18(g) et (h)] la tache focale principale donne les bons angles d'incidence.

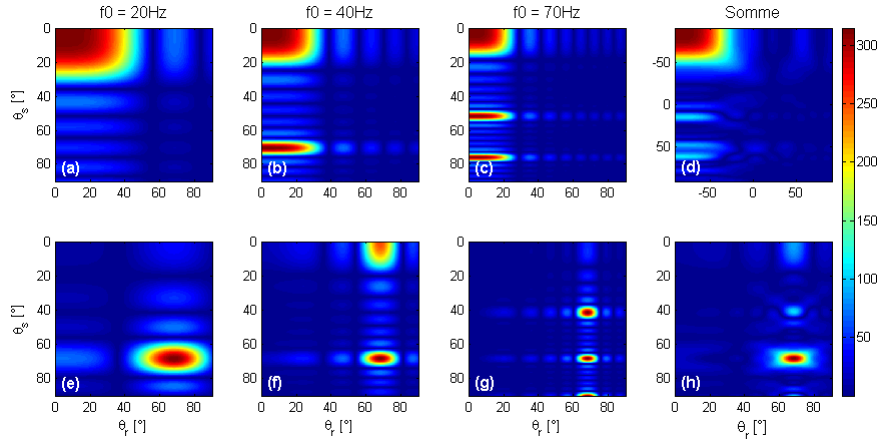


FIGURE 18: Repliement (a)-(c) taches focales aux fréquences 20, 40 et 70 Hz pour l'onde directe et (d) tache résultant de la somme (e)-(g) taches focales aux fréquences 20, 40 et 70 Hz pour l'onde réfléchie et (h) tache résultant de la somme.

Dans la réalité, suivant les vitesses de propagation et l'allure du spectre, nous pouvons être plus ou moins gênés par cet aspect. La connaissance du milieu peut nous aider. Par exemple, si l'environnement est globalement symétrique (profil de vitesse 1D, antennes sources et réception identiques...), les trajets des différentes ondes doivent également être symétriques par rapport au plan médian du dispositif. Nous pouvons donc considérer que les angles de départ et d'arrivée des différentes ondes ont des valeurs proches. Dans l'analyse des résultats, on peut alors ne pas considérer les spots dont les angles d'incidences en source et en réception sont trop différents et qui peuvent être dus au repliement. D'autre part, si les sources sont trop éloignées, le principe de Huygens n'est plus vérifié pour les plus hautes fréquences. Nous devons alors éviter de travailler avec les enregistrements trop proches des sources pour assurer une propagation en onde quasi-planes. Cela revient à choisir les récepteurs de manière à ce que l'antenne de réception soit la plus éloignée possible de l'antenne source. Si l'environnement est globalement symétrique, les ondes suivies auront des angles d'incidence approximativement égaux en source et en réception [tracé noir fig. 17] et le centre de notre dispositif sera le milieu de ces deux antennes. La zone en profondeur que l'on pourra surveiller sera donc celle soulignée par l'ellipse noire. Comme l'antenne source est au dessus de la zone la plus intéressante, le centre du dispositif sera forcément décalé par rapport à cette zone.

Cette configuration est donc *a priori* défavorable pour mesurer les effets 4D dans le réservoir.

Néanmoins, disposer d'un jeu d'enregistrement quotidiens est suffisamment rare pour essayer d'en tirer le maximum. A ce stade, nous pouvons déjà supposer que nous ne serons pas en mesure de retrouver exactement les effets 4D liés à l'injection dans le réservoir. Mais d'autres résultats observés en laboratoire - comme la corrélation des variations de temps d'arrivée et de lenteurs (ou d'amplitude) - seraient importants à mettre en évidence.

La figure 19 montre un enregistrement pour une ligne d'hydrophones parallèle à la ligne de source. Une correction de la divergence sphérique a été appliquée pour rehausser les réflexions arrivants plus tardivement.

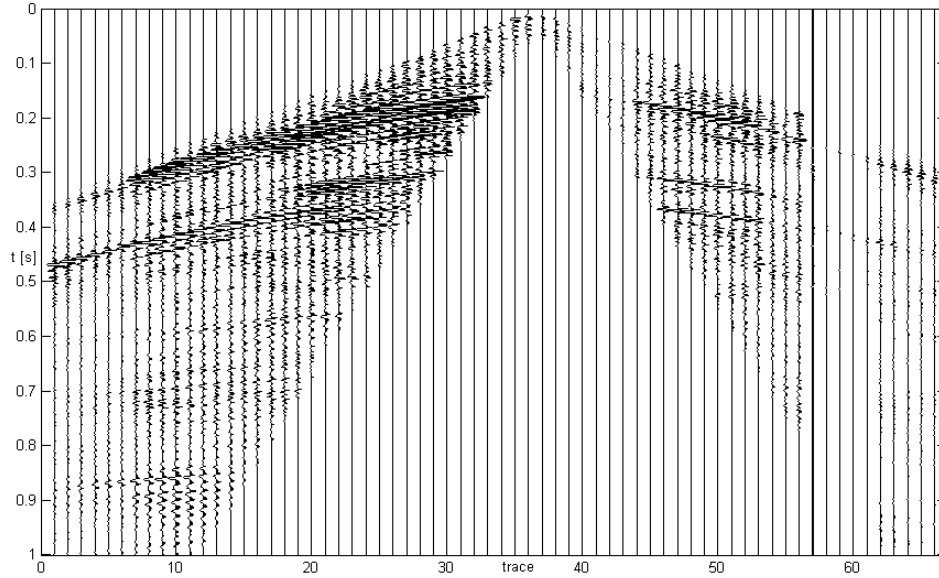


FIGURE 19: Données brutes (avec l'aimable autorisation de Shell)

On remarque de nombreuses réflexions. Les portions de traces sans signal correspondent à une phase du prétraitement dans laquelle les cônes d'ondes de cisaillement ont été enlevés. Il faut ajouter aussi qu'une bonne partie des fluctuations parasites (variations climatiques, alimentations des sources...) ont été enlevées également.

4.2 Double formation de voie

4.2.1 Choix des antennes

Comme évoqué à la section précédente, nous devons éloigner au maximum les antennes source et réception. Dans le cas du dispositif de la figure 17, si nous choisissons de prendre des antennes de 15 récepteurs et de 7 sources, les éléments choisis peuvent être ceux représentés en bleu (récepteurs) et en rouge (source).

Ensuite, pour observer les variations spatiales, il est possible de décaler l'une ou l'autre des antennes. En conservant la même antenne source et à nombre de récepteurs constant, il est possible de se décaler de quelques mètres en considérant les récepteurs 1 à 15, puis 2 à 16, 3 à 17 etc.

4.2.2 Normalisation

Si on observe la figure 19, il apparaît que pour une onde donnée, l'amplitude de l'ondelette correspondante varie significativement d'une trace à l'autre. Cela est dû à l'atténuation qui varie en fonction de l'offset et du temps d'arrivée. Dans notre prétraitement, nous effectuons une normalisation par fenêtre de temps pour chaque onde. Dans un premier temps, nous appliquons la DFV sur les données brutes du premier jour ce qui permet de situer approximativement pour chaque trace le temps d'arrivée t_o de l'onde d'intérêt. Ensuite, nous effectuons à nouveau la DFV mais avant l'étape de sommation, nous normalisons l'énergie dans une fenêtre centrée sur t_o de manière à ce que le poids de chaque trace soit constant pour une onde donnée.

4.2.3 Formation de voie

Dans ce dispositif terrain, nous supposons que nous ne connaissons pas les vitesses. Nous allons donc travailler en lenteur avec les algorithmes présentés dans la partie II. Sur les données brutes, plusieurs réflexions sont visibles. Pour tester l'algorithme de DVF, nous en choisissons une arbitrairement dont le temps d'arrivée est de 428 ms à offset nul. Les figures 20(a) et (b) représentent les cartes de lenteur de cette réflexion ainsi que son évolution après DFV sur 152 jours (c). Les antennes utilisées sont les suivantes :

1. Antenne réception de 15 récepteurs (1 à 15)
2. Antenne source de 7 sources (5 à 11)

Pour les deux spots d'intensité en source comme en réception, nous observons une bonne résolution. On obtient des valeurs de lenteur $(u_s, u_r) = (0.36, 0.37)$ s/km. Si la vitesse des ondes en surface varie peu d'une antenne à l'autre, cela signifie que les angles de départ et d'arrivée sont très proches et qu'une relative symétrie est observée. Si on évalue la vitesse en surface à l'aide des premières arrivées, on obtient une valeur de 1680 m/s côté réception et 1600 m/s côté source. Cela donne des angles de départ et d'arrivée de 54.8° et 51.6° respectivement.

Augmenter la taille des antennes pourrait permettre de diminuer la taille des spots, mais cela oblige à rapprocher les éléments des deux antennes et renforce les artéfacts dus à l'approximation en onde plane.

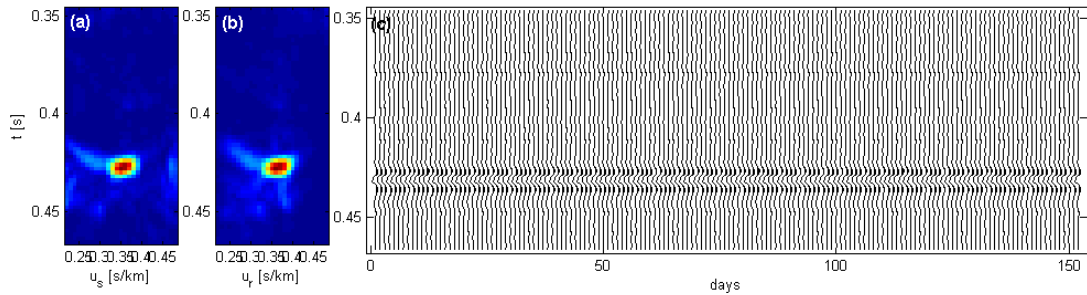


FIGURE 20: Onde vers 428 ms (a) carte temps/lenteur source (b) carte temps/lenteur réception (c) onde extraite pour 152 jours.

Figure 20(c) nous avons représenté pour 152 jours consécutifs l'onde extraite par DFV au temps 428 ms et aux lenteurs source/réception de 0.36 et 0.37 s/km. Cela permet d'en suivre les variations. Elles ne sont guère visibles sur cette figure mais en utilisant les algorithmes présentés à l'annexe C, nous pouvons les calculer avec précision. Les suivis de variations sont présentés à la section suivante.

4.3 Suivi des variations

Dans cette partie, nous nous intéressons au suivi de quatre paramètres - temps d'arrivées, amplitude, lenteurs en source et réception - pour trois réflexions. La première est une onde qui se réfléchit « au dessus » du réservoir. Son temps d'arrivée à offset nul est d'environ 150 ms. Nous suivons également l'onde réfléchie sur le réservoir vers 690 ms et une onde qui se réfléchit au dessous vers 720 ms.

Afin d'évaluer la cohérence spatiale des résultats, nous suivons ces paramètres pour différents jeu d'antennes : 6 antennes en réception et 2 antennes sources. Chaque antenne source fait 15 récepteurs. La première va du récepteur 1 au récepteur 15, la seconde du 2 au 16 et ainsi de suite jusqu'à la sixième antenne qui va du récepteur 6 au 20. Pour les sources nous choisissons les antennes les plus éloignées, de la source 6 à 12 pour la première et 7 à 13 pour la seconde. Ces différentes antennes sont illustrées figure 21.

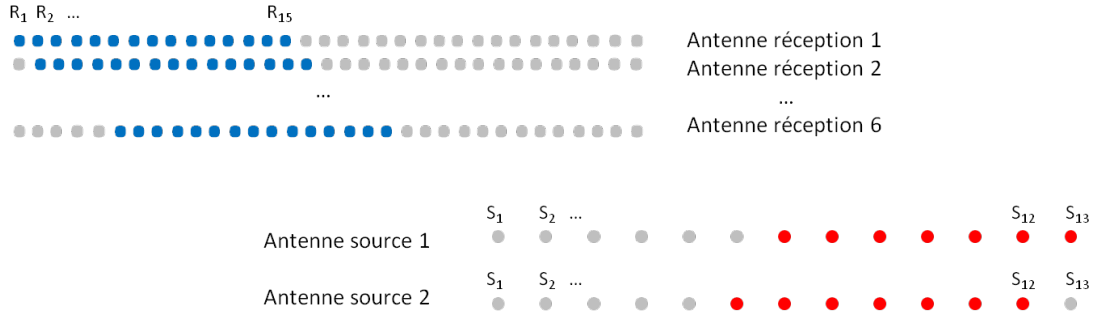


FIGURE 21: Différents jeux d'antennes

Nous avons donc $6 \times 2 = 12$ jeux d'antennes pour chacune de nos trois ondes ce qui fait 36 suivi de variations de chaque type. On remarque que si l'indice d'antenne réception augmente, on se rapproche du centre du dispositif.

Pour chaque onde, nous effectuons la séparation par DFV en lenteur comme indiqué à la section précédente. Ensuite, nous suivons les variations de temps d'arrivées, d'amplitude et de lenteur en source et réception.

4.3.1 Identifications des ondes

La DFV sur chacune des ondes permet de mesurer leur lenteur côté source et réception. Avec les valeurs de vitesse mesurées au paragraphe précédent, nous pouvons estimer les angles de départ et d'arrivée de chacune de ces ondes. Le tableau suivant donne ces valeurs pour la première antenne réceptrice et la seconde antenne source :

	u_s [s/km]	u_r [s/km]	θ_s [°]	θ_r [°]
Onde 1	0.5	0.508	36.8	31.3
Onde 2	0.141	0.137	77	76.7
Onde 3	0.131	0.131	78	77.3

En supposant une relative symétrie, il est possible de schématiser les chemins de ces trois ondes dont les angles d'arrivée et de départ sont proches [fig. 22].

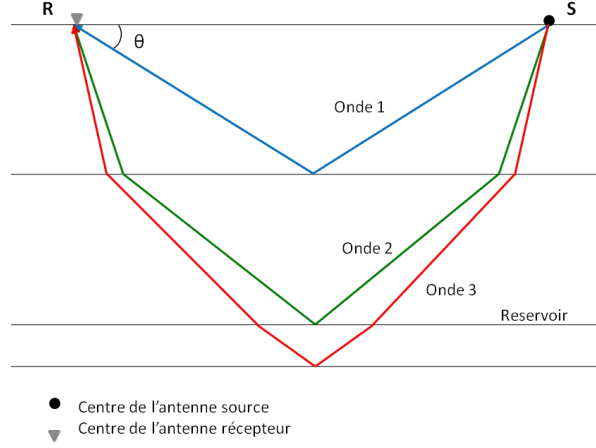


FIGURE 22: Ondes suivies. (bleu - onde 1) Onde réfléchi au dessus du réservoir (vert - onde 2) Onde réfléchi sur le réservoir (rouge - onde 3) Onde réfléchi sous le réservoir

4.3.2 Suivi des temps d'arrivées

Comme pour les données de laboratoire, nous suivons les variations de temps d'arrivées. Dans ce paragraphe, nous ne considérons plus les pourcentages mais les valeurs absolues de temps d'arrivées. La figure 23 donne les résultats pour les trois ondes et les douze antennes. Sur chaque figure, les six courbes représentent les résultats pour les six antennes de réception.

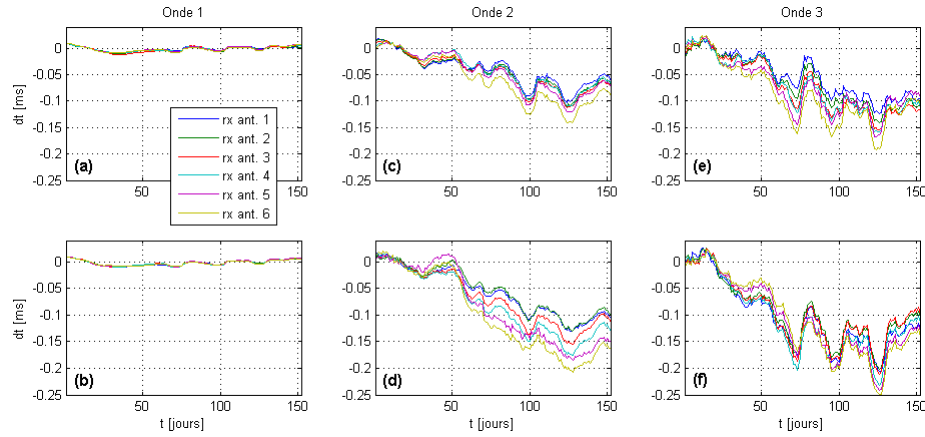


FIGURE 23: Variations de temps d'arrivées pour 6 antennes réception consécutives. Onde 1 avec (a) la première puis (b) la seconde antenne source, onde 2 avec (c) la première puis (d) la seconde antenne source, onde 3 avec (e) la première puis (f) la seconde antenne source.

Sur ces figures, on observe en premier lieu une grande cohérence d'une antenne récepteur à l'autre, en particulier pour l'onde 1 [fig. 23(a) et (b)]. Quand on passe d'une antenne source à l'autre, la cohérence reste importante. Un pic tel que celui qui apparaît vers le jour 80 pour l'onde 3 est observé aussi bien avec la première que la deuxième antenne source [fig. 23(e) et (f)]. La deuxième remarque est que les variations de l'onde 1 sont bien plus faibles : moins de 0.02 ms

en valeur absolue. Cela signifie que la proche surface voit peu de variations. On doit mentionner que les variations parasites liées aux sources ont été compensées dans le pré-traitement grâce à la connaissance du courant d'alimentation. Enfin, pour les ondes 2 et 3, on observe des variations assez importantes (environ 0.25 ms) ainsi que des allures de courbes présentant une bonne corrélation d'une antenne à l'autre.

Ces résultats ne sont pas aisés à interpréter. Les informations relative à l'injection précise que l'événement principal a lieu entre les jours 40 et 45. On voit bien des diminutions de temps d'arrivées assez systématiques aux alentours du jour 50 pour les ondes 2 et 3. Ces variations sont du même ordre de grandeur que celle mise en évidence par [Hornman et al. 2012] sur le même champ. On peut faire l'hypothèse qu'il s'agit de la conséquence retardée de l'injection survenue quelques jours plus tôt. Cette hypothèse est renforcée par le fait que les antennes les plus proches du centre (lignes en violet et beige) voient des variations plus importantes que les plus éloignées (lignes bleu et vert), en particulier sur les figures (c) à (e). La même observation vaut quand on passe de l'antenne 1 à 2 sur les figures (c) et (d). Le fait que les résultats des ondes 2 et 3 soient proches laisse supposer que l'onde du réservoir ne voit pas d'effets 4D très différents de celle qui se réfléchit en dessous. On peut supposer que cela vient de ce que les deux ondes ont des trajets proches et traversent des zones aux variations équivalentes. Mais il est difficile d'aller plus loin par manque de données extérieures à nos mesures. Le point principal est que la cohérence mise en évidence spatialement permet de supposer que les résultats ont du sens.

4.3.3 Suivi des amplitudes

La figure 24 montre le suivi des amplitudes pour les mêmes jeux d'antennes que précédemment. Pour mesurer la variation d'amplitude après DFV, nous constituons une trace de référence en moyennant plusieurs traces et en fenêtrant l'ondelette qui nous intéresse sur 32 ms. Pour chaque nouvelle trace, nous calculons son intercorrélacion avec la trace de référence et prenons la valeur maximum.

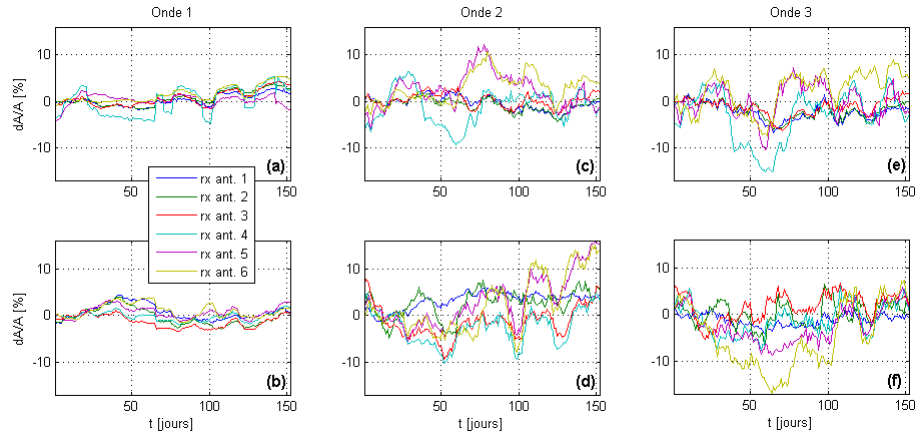


FIGURE 24: Variations d'amplitude pour 6 antennes réception consécutives. Onde 1 avec (a) la première puis (b) la seconde antenne source, onde 2 avec (c) la première puis (d) la seconde antenne source, onde 3 avec (e) la première puis (f) la seconde antenne source.

L'amplitude est calculée en soustrayant l'amplitude maximum de l'autocorrélation de la trace de référence puis en divisant par cette même valeur. Les résultats obtenus paraissent moins exploitables car la cohérence d'une antenne à l'autre diminue [fig. 24]. On retrouve certes des

ordres de grandeurs proches de ceux observés par [Cotton et al. 2012] mais comme on connaît mal ce que l'on observe à cette distance du puit d'injection, il est difficile de conclure sur ces variations très bruitées. Un dispositif dédié avec davantage de récepteurs pourrait améliorer le RSB et peut-être les résultats.

4.3.4 Suivi des lenteurs

Les variations en lenteurs sont plus intéressantes [fig 25 et 26].

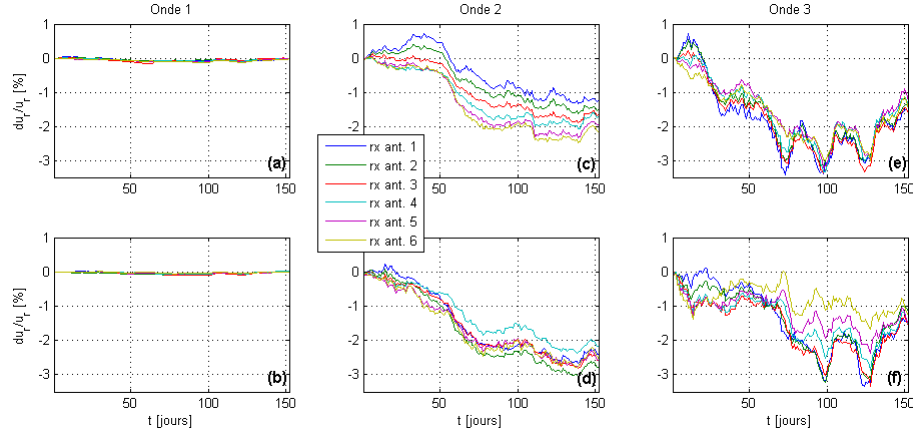


FIGURE 25: Variations de lenteurs en réception pour 6 antennes réception consécutives. Onde 1 avec (a) la première puis (b) la seconde antenne source, onde 2 avec (c) la première puis (d) la seconde antenne source, onde 3 avec (e) la première puis (f) la seconde antenne source.

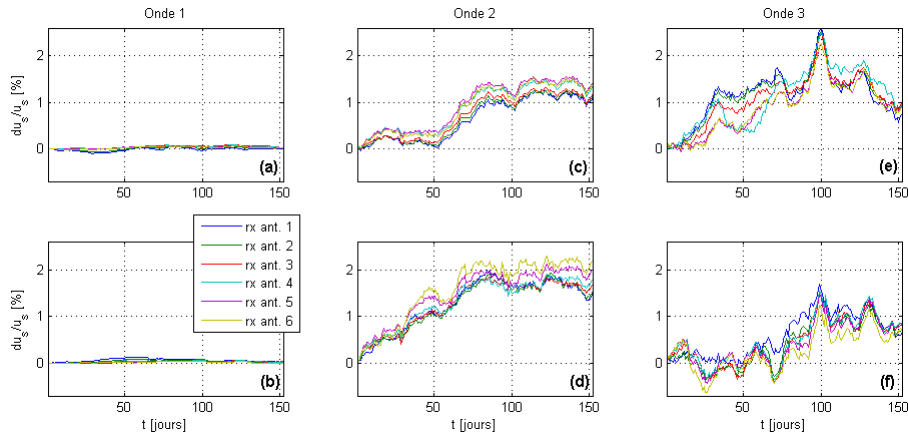


FIGURE 26: Variations de lenteurs source pour 6 antennes réception consécutives. Onde 1 avec (a) la première puis (b) la seconde antenne source, onde 2 avec (c) la première puis (d) la seconde antenne source, onde 3 avec (e) la première puis (f) la seconde antenne source.

D'une part on observe (surtout pour les ondes 2 et 3) des variations relativement symétriques et de signes opposés côté source et réception ce qui va dans le sens d'une symétrie de comportement, d'autre part, on constate que ces variations sont corrélées avec celles des temps d'arrivées.

Cela renforce notre confiance dans nos mesures même si nous butons sur les mêmes difficultés d'interprétations.

5 Conclusion et perspectives

Du fait du jeu de données disponible, les mesures terrains ne nous ont pas permis d'aller aussi loin qu'avec les mesures de laboratoire. Ainsi, nous n'avons pas pu tester notre algorithme de compensation des variations de vitesse de la proche surface. Néanmoins, de très belles cohérences spatiales ont été mises en évidence, ainsi qu'une forte corrélation entre les variations en lenteurs source et réception et les variations de temps d'arrivées. Ce dernier point est nouveau et va dans le sens d'un développement de la méthode. La nouvelle étape serait d'envisager un dispositif de surveillance permettant de disposer d'antennes 2D avec un échantillonnage spatial plus fin côté source pour tirer parti au mieux des traitements élaborés à petite échelle.

Les expériences en laboratoire permettent de maîtriser une partie de l'environnement. Avec une idée des vitesses dans le gel assez précise et une liberté de choix pour les dimensions, il était possible de prévoir approximativement les trajets et temps d'arrivées des ondes. Dans la réalité, les choses ne sont pas aussi simples. En particulier, l'expérience montre que la vitesse des ondes est généralement significativement plus faible quand on se rapproche de la surface. Cela signifie que les ondes issues de la profondeur arrivent avec un angle proche de la verticale. On peut ainsi être amené à considérer des ondes dont les angles de départ et/ou d'arrivée ainsi que les temps d'arrivées sont proches. Dans cette situation, la formation de voie peut s'avérer insuffisante pour les séparer. D'autres techniques existent. Dans la partie qui suit, nous avons pris le temps de nous intéresser à leur adaptation aux dispositifs utilisés.

Cinquième partie

Haute résolution

1 Introduction théorique

La double formation de voie est une méthode efficace de séparation des ondes. Dans le cas d'antennes 2D, nous avons vu qu'elle permet de séparer les ondes en fonction des temps d'arrivées, des lenteurs (ou angles d'incidence et azimuth) en source et en réception, soit cinq paramètres.

Néanmoins, il existe des situations où cette technique ne suffit pas pour distinguer des arrivées. En effet, la double formation de voie a une limite - théorique - de résolution donnée par les lois de la diffraction. A une fréquence donnée et en l'absence d'apodisation, la résolution angulaire (ou largeur du lobe principal à -3dB) est donnée par la relation :

$$\Delta\theta \approx \frac{\lambda}{D} \quad (1)$$

où D est la taille de l'antenne.

Dans la réalité, il peut donc y avoir des cas pour lesquels ces cinq paramètres ne permettent pas de discriminer toutes les ondes. En particulier en sismique réflexion, quand on cherche à repérer deux réflecteurs proches en profondeur. On sait que la couche superficielle a une vitesse significativement plus faible que la profondeur. Cela signifie que les ondes qui viennent de la profondeur ont des angles d'incidence d'autant plus proche de la verticale. Dans l'espace des angles, leurs taches focales seront donc concentrées autour de l'incidence 0° .

On s'intéresse donc à des techniques différentes généralement regroupées sous le vocable "méthodes haute résolution".

Les méthodes hautes résolutions sont nombreuses. Nous allons en présenter deux qui interviennent principalement dans le domaine fréquentiel. La plus ancienne est connue sous le nom de MVDR pour *Minimum Variance Distortionless Response* ou Capon [Capon 1969]. C'est une méthode dans laquelle on ne se contente pas de maximiser l'énergie dans la direction de l'onde incidente mais on essaye en même temps de minimiser l'énergie dans les autres directions. Dans le cas d'une antenne linéaire uniforme (ALU), on obtient comme pour la formation de voies un

paramètre de direction (angle d'incidence ou lenteur). Avec des antennes 2D, deux paramètres sont accessibles. De très nombreuses références existent concernant ces techniques. Une synthèse peut-être trouvée dans [Van Veen et Buckley 1988] ou plus récemment dans [Lo et Lee 1993]. Enfin, on trouve des utilisations récentes avec des antennes d'émission et de réception ou double MVDR. C'est le cas de l'étude de [Le Touzé et al. 2011] mettant en jeu un dispositif acoustique océanographique à l'échelle du laboratoire.

L'autre méthode que nous considérerons utilise l'algorithme MUSIC. Il s'agit de décomposer la matrice des données en sous-espaces signal et bruit et de calculer les paramètres au moyen de projections. Comme pour le MVDR, cette méthode initialement à bande étroite a connu des développements pour des antennes 1D et 2D, puis des adaptations large-bande.

Enfin, on peut aussi noter des applications en acoustique pour des antennes réceptions 3D comme [Noel 2004].

Ces techniques - à bande étroite puis à large bande - présentaient cependant des inconvénients qu'il fallait lever. Elles utilisent, dans le domaine fréquentiel, la matrice de densité spectrale des signaux. Par construction, cette matrice est de rang un. Il n'est donc possible de ne détecter qu'une seule source. En cas de sources multiples, plusieurs réalisations des données doivent être sommées afin d'augmenter le rang de cette matrice. Mais si l'environnement change trop entre deux acquisitions, il n'est pas possible d'enregistrer plusieurs réalisations du même milieu. Il faut ajouter que les performances de ces techniques se dégradent si les sources sont corrélées. L'évolution de cette dégradation pour deux sources en fonction du coefficient de corrélation est donnée par [Tas et Lacoume, 1989]. D'autre part, toujours par construction de cette matrice, l'information de phase est perdue. Cela signifie que s'il est possible de retrouver les angles d'arrivées, les temps d'arrivées, eux, ne sont plus accessibles.

Pour pallier à ces inconvénients, ces techniques ont connu de nouveaux développements. Concernant le nombre de réalisations, l'utilisation de sous-antennes et/ou de sous-bandes de fréquence a autorisé l'utilisation de lissages permettant d'augmenter le rang de la matrice de densité spectrale [Tas et Lacoume, 1989]. L'introduction du temps dans cette matrice a permis, au prix d'une augmentation de calcul proportionnelle au nombre d'échantillons considérés, de retrouver les temps d'arrivées. Des applications récentes sont proposées en océanographie à l'aide de ces techniques [Le Touzé et al. 2011].

1.1 Description

La formation de voie, comme les autres méthodes dites paramétriques, est basée sur un modèle de signal qui est le plus souvent celui d'une onde plane. C'est en tout cas celui qui est considéré dans ce document. On cherche ensuite à tirer parti de la corrélation des signaux reçus avec ce modèle d'ondes planes.

1.2 Bartlett

Il est intéressant de considérer en premier lieu la méthode dite de Bartlett. En conservant les notations de la formation de voies et en regroupant les signaux des N récepteurs dans un même vecteur on note $x(t)_i$ le signal reçu au récepteur i . On dispose donc des N signaux :

$$x_0(t), x_1(t), \dots, x_{N-1}(t)$$

Dans le cas d'un canal de propagation parfait, chaque signal s'écrit comme la somme du signal émis multiplié par la réponse du récepteur additionné d'un bruit supposé blanc, gaussien et de variance σ . Si, de plus, on considère que le gain de l'antenne ne dépend que de la direction d'arrivée on peut écrire :

$$x_i(t) = a_i(\theta).s(t) + n_i(t)$$

Nous cherchons à appliquer à chaque récepteur un gain w_i qui permette de maximiser l'énergie après sommation des contributions. En posant $\mathbf{w} = (w_0, \dots, w_{N-1})$ et $\mathbf{x} = (x_0(t), \dots, x_{N-1}(t))$ on recherche donc :

$$\text{Max}_w [E(\mathbf{w}^* \mathbf{x} \mathbf{x}^* \mathbf{w})] = \text{Max}_w [\mathbf{w}^* E(\mathbf{x} \mathbf{x}^*) \mathbf{w}]$$

où E l'espérance mathématique. En développant $\mathbf{x}(t)$ cette expression devient :

$$\text{Max}_w \left[E(s(t)^2) |wa(\theta)|^2 + \sigma^2 |w|^2 \right]$$

La solution est donnée dans de nombreuses références, par exemple [Krim et Viberg, 1996]. Dans le cas d'une ALU le maximum est obtenu pour $w_i = d_i = \delta(t - i\tau)$ où τ est l'expression des retards introduits dans l'introduction de la formation de voie au paragraphe 1.2.1. L'estimateur de Bartlett est donc équivalent à la formation de voie au carré, au terme de bruit près, et nous l'utiliserons comme référence.

Par la suite, on travaille dans le domaine fréquentiel. Dans ce domaine, les noms de variables sont identiques mais passés en majuscule. Ainsi, pour le i ème récepteur, on considère sa transformée de Fourier $X_i(f)$. A une fréquence donnée, f , on note :

$$\mathbf{X}(f) = \begin{bmatrix} X_0(f) \\ \vdots \\ X_i(f) \\ \vdots \\ X_{N-1}(f) \end{bmatrix} \quad (2)$$

Dans le domaine fréquentiel, on s'intéresse à la matrice de densité spectrale du signal qui vaut $\mathbf{X} \cdot \mathbf{X}^*$ si \mathbf{X}^* est le transposé conjugué de \mathbf{X} . Comme les signaux sont bruités, on va chercher à diminuer l'impact du bruit grâce à une moyenne de plusieurs réalisations. On s'intéresse donc à :

$$\mathbf{K} = E(\mathbf{X} \cdot \mathbf{X}^*) \quad (3)$$

On notera un point très important qui est que la matrice \mathbf{K} fait intervenir le produit de \mathbf{X} par son conjugué. La haute résolution a un prix : on perd l'information de phase avec entre

autres conséquences la non-réversibilité de l'opération. Ce qui explique que l'on essaye d'abord de se contenter de la formation de voie qui, elle, permet de revenir dans le domaine temps offsets. Le vecteur directionnel est également exprimé dans le domaine fréquentiel. Si $D_i(f)$ est la transformée de Fourier de $\delta(t - i\tau)$ ce vecteur s'écrit :

$$\mathbf{D}(f) = \begin{bmatrix} D_0(f) \\ \vdots \\ D_i(f) \\ \vdots \\ D_{N-1}(f) \end{bmatrix} \quad (4)$$

Avec ces notations, la sortie de l'estimateur de Bartlett à une fréquence donnée s'écrit :

$$B(\theta, f) = \mathbf{D}^* \mathbf{K} \mathbf{D} \quad (5)$$

On parlera d'estimateur en bande étroite.

1.3 MVDR

En élevant au carré la valeur de sortie de la formation de voie, l'estimateur de Bartlett permet une meilleure visualisation des pics. Néanmoins, cette technique reste parfois insuffisante quand deux arrivées proches en temps arrivent sous des angles comparables. C'est pourquoi d'autres algorithmes ont été proposés.

La formation de voie et le Bartlett consistent à corrélérer le signal reçu avec un modèle ou vecteur directionnel. Quand le vecteur directionnel pointe dans la bonne direction, un maximum apparaît qui nous renseigne sur les paramètres de l'onde d'intérêt. On peut cependant s'intéresser aux directions auxquelles aucune onde ne correspond. C'est l'approche de [Capon 1969] qui propose un filtrage adaptatif - c'est à dire fonction des données - grâce auquel on réalise deux opérations simultanément. Comme pour les premiers estimateurs, on cherche à maximiser la sortie de l'estimateur dans la direction des ondes incidentes mais on va simultanément chercher à le minimiser pour les autres directions.

Pour cela, on considère un vecteur directionnel \mathbf{D}_M et la quantité F définie par :

$$F = \mathbf{D}_M^* \mathbf{K} \mathbf{D}_M + \alpha(\mathbf{D}_M^* \mathbf{D} - 1) \quad (6)$$

On va chercher à déterminer \mathbf{D}_M de telle manière que la sortie de l'estimateur soit proche de 1 dans la direction d'intérêt - soit $\mathbf{D}_M^* \approx \mathbf{D}$ - tout en minimisant l'énergie dans les directions autre que \mathbf{D} - soit $\mathbf{D}_M^* \mathbf{K} \mathbf{D}_M \approx 0$. Cette double contrainte s'obtient en appliquant à F la méthode du multiplicateur de Lagrange. On cherche donc à minimiser la valeur de F en fonction de \mathbf{D}_M ce qui revient à annuler le gradient :

$$\frac{\delta F}{\delta \mathbf{D}_M} = 0 \quad (7)$$

soit :

$$2\mathbf{K}\mathbf{D}_M + \alpha\mathbf{D} = 0 \quad (8)$$

d'où on déduit :

$$\mathbf{D}_M = -\frac{\alpha}{2}\mathbf{K}^{-1}\mathbf{D} \quad (9)$$

où encore :

$$\mathbf{D}_M^* = -\frac{\alpha}{2}\mathbf{D}^*\mathbf{K}^{-1} \quad (10)$$

La contrainte d'un gain unité dans la direction \mathbf{D} entraîne par ailleurs :

$$\mathbf{D}_M^*\mathbf{D} = 1 \quad (11)$$

En multipliant (10) par \mathbf{D} et en utilisant (11) on déduit :

$$\alpha = \frac{-2}{\mathbf{D}^*\mathbf{K}^{-1}\mathbf{D}} \quad (12)$$

D'où l'expression de \mathbf{D}_M en utilisant (9) :

$$\mathbf{D}_M = \frac{\mathbf{K}^{-1}\mathbf{D}}{\mathbf{D}^*\mathbf{K}^{-1}\mathbf{D}} \quad (13)$$

En remplaçant \mathbf{D} par \mathbf{D}_M dans l'estimateur de Bartlett, on obtient l'estimateur dit de Capon ou encore MVDR (Maximum Variance Distorsionless Response) :

$$C(\theta, f) = \frac{1}{\mathbf{D}^*\mathbf{K}^{-1}\mathbf{D}} \quad (14)$$

La quantité au dénominateur pouvant prendre des valeurs proches de 0, il apparaît donc que la fonction C peut prendre des valeurs très élevées pour certaines valeurs du paramètre θ .

Dans la pratique, la matrice \mathbf{K} n'est pas toujours inversible. Il est alors nécessaire de "blanchir" la diagonale en remplaçant \mathbf{K} par $\mathbf{K} + \epsilon\mathbf{I}$.

1.4 MUSIC

L'algorithme MUSIC est un autre estimateur non-linéaire. Il part lui aussi de la matrice des cross-corrélations spectrales \mathbf{K} . L'idée est ici de séparer la matrice des données en espace signal et espace bruit à l'aide de la décomposition en valeur singulière (SVD). On écrit alors :

$$\mathbf{K} = \mathbf{U}\mathbf{S}\mathbf{V}$$

où :

\mathbf{U} et \mathbf{V} sont les matrices des vecteurs singuliers de \mathbf{K} ,
 \mathbf{S} est la matrice des valeurs singulières.

L'utilisation de l'algorithme MUSIC suppose que l'on a une idée du nombre d'ondes se propageant dans le milieu, soit N_w ondes. En ne considérant pas les vecteurs singuliers associés, on obtient la matrice de projection sur le sous-espace bruit \mathbf{V}_b contenant $N - N_w$ vecteurs. Pour une onde se propageant dans le milieu, la projection sur tout vecteur de l'espace bruit sera donc proche de 0. L'estimateur MUSIC s'écrit en utilisant l'inverse de cette projection. En considérant la matrice $\mathbf{P} = \mathbf{V}_b\mathbf{V}_b^*$ on a donc :

$$M(\theta, f) = \frac{1}{\mathbf{D}^*\mathbf{P}\mathbf{D}}$$

1.5 Adaptation large bande et temps de propagation

Dans les méthodes précédentes nous avons travaillé à fréquence fixe. De manière générale, la fréquence est choisie en fonction de ce que l'on connaît du signal émis et on va travailler de préférence avec une fréquence pour laquelle le signal a beaucoup d'énergie. Cependant, il peut y avoir des cas où l'on cherche à discriminer des signaux dont les spectres sont distincts. On peut montrer que ces méthodes sont très sensibles au rapport signal à bruit (§ 2.1.1). Le fait d'avoir des fréquences communes ne suffit pas toujours il faut aussi qu'à ces fréquences, le rapport signal à bruit soit important. Pour toutes ces raisons, on comprend l'intérêt de méthodes tirant parti de plusieurs composantes fréquentielles.

La première solution consiste à estimer les angles d'arrivées des ondes à différentes fréquences et à sommer les contributions de chaque fréquence. Cette méthode donne de bons résultats [Corciulo et al. 2012]. Néanmoins, on voit bien que cette sommation est incohérente car on somme des signaux quadratiques.

La solution consiste donc à estimer les paramètres conjointement pour toutes les fréquences. Dans ce cas, on considère non plus le vecteur \mathbf{X} défini à l'équation 2 mais un nouveau vecteur intégrant plusieurs fréquences pour chaque récepteur :

$$\mathbf{X}(f) = \begin{bmatrix} X_0(f_0) \\ \vdots \\ X_0(f_{M-1}) \\ X_1(f_0) \\ \vdots \\ X_{N-1}(f_{M-1}) \end{bmatrix} \quad (15)$$

Soit un nouveau vecteur de dimension $N.M$ ou M est le nombre de fréquences utilisées. On considère alors le nouveau vecteur directionnel :

$$\mathbf{D}(f) = \begin{bmatrix} D_0(f_0) \\ \vdots \\ D_0(f_{M-1}) \\ D_1(f_0) \\ \vdots \\ D_{N-1}(f_{M-1}) \end{bmatrix} \quad (16)$$

Pour lequel $D_n(f_m) = e^{-2i\pi f_m n \tau}$. Dans ce cas, l'expressions des estimateurs MUSIC et MVDR s'écrivent de la même manière que dans le cas bande étroite mais on n'est plus dépendant de la fréquence :

$$B(\theta) = \mathbf{D}^* \mathbf{K} \mathbf{D} \quad (17)$$

$$C(\theta) = \frac{1}{\mathbf{D}^* \mathbf{K}^{-1} \mathbf{D}} \quad (18)$$

$$M(\theta) = \frac{1}{\mathbf{D}^* \mathbf{P} \mathbf{D}} \quad (19)$$

On peut développer l'expression de $B(\theta)$ ce qui donne :

$$B(\theta) = E \left(\sum_{i,j,k,l} D_{i,j}^* X_{i,j} X_{k,l}^* D_{k,l} \right) \quad (20)$$

en séparant les termes quadratiques on obtient :

$$B(\theta) = E \left(\sum_{(i,j)=(k,l)} \|D_{i,j}^* X_{i,j}\|^2 \right) + E \left(\sum_{(i,j) \neq (k,l)} D_{i,j}^* X_{i,j} X_{k,l}^* D_{k,l} \right) \quad (21)$$

On reconnait dans le premier terme - à un facteur multiplicatif près - l'énergie de sortie de la formation de voie et dans le second une somme de terme dont on peut montrer que l'espérance est nulle. On retrouve le fait que l'estimateur de Bartlett correspond à la formation de voie à une élévation au carré près.

Comme nous l'avons vu à l'aide des vespagrammes en particuliers, la double formation de voie permet de repérer les ondes qui se propagent en fonction de leurs angles d'émission et de réception mais aussi en fonction des temps de propagation.

Les méthodes haute résolution évoquées jusqu'ici se font dans le domaine fréquentiel de telle manière que l'on perd l'information temporelle. Des méthodes plus récentes permettent d'estimer également le temps de propagation.

Pour cela, de même que l'on teste chaque angle d'émission ou de réception, on va tester toutes les valeurs possibles des temps de propagation T_p .

Dans ce cas de figure, l'expression de la matrice de cross-corrélation spectrale est la même. En revanche, le vecteur directionnel devient dépendant du temps de propagation observé. Si $\tau = z \cos \theta_{obs} / V$ et si T_p est le temps considéré, la nouvelle valeur de chaque composante du vecteur devient fonction de ces deux quantités selon $D_n(f_m, T_p) = e^{-2i\pi f_m(n\tau + T_p)}$.

Pour P échantillons de temps, le calcul des estimateurs va donc être P fois plus lourd que dans le cas précédent. On notera cependant que si dans les équations 15 et 16 les fréquences sont indicées de 0 à $L-1$, il n'est pas nécessaire pour autant de considérer toutes la bande de fréquence utilisée. Il est même préférable de n'en considérer qu'un sous ensemble. Cela permet, d'une part, de gagner en temps de calcul et en espace mémoire nécessaire et d'autre part d'améliorer les résultats en ne considérant que les fréquences pour lesquelles le rapport signal sur bruit est le meilleur. En effet, comme nous le montrons dans la partie suivante, ces techniques hautes résolutions sont très sensibles au rapport signal sur bruit.

1.6 Espérance et signaux corrélés

Dans les chapitres précédents, nous nous sommes intéressés à l'espérance de diverses quantités telle que la matrice de densité spectrale des signaux. Cela suppose que nous disposons de plusieurs réalisations des quantités considérées. Si le milieu reste invariant pendant des durées supérieures au temps d'acquisition, il est possible de réaliser plusieurs acquisitions et de moyenner les signaux obtenus. Mais ce n'est pas toujours possible, en particulier dans le cas de la surveillance de réservoir.

D'autres part, les techniques hautes résolutions présentées jusqu'ici supposent des signaux décorrélés alors que dans la pratique, on peut avoir affaire à des signaux partiellement voire complètement corrélés. C'est en particulier le cas quand une source unique est à l'origine de multiples réflexions qui arrivent sur l'antenne de réception. C'est donc typiquement le cas dans un contexte d'exploration sismique à l'aide de sources actives.

Dans ces cas, MVDR et MUSIC peuvent être adaptés grâce à des techniques de lissage spatial et/ou fréquentiel.

1.6.1 Lissage spatial

Le lissage spatial consiste à considérer non pas une mais plusieurs antennes sur la même zone. Cette technique a été introduite par [Evans et al. 1981] et popularisée par [Shan et Kailath 1985]. Des extensions ont été proposées pour augmenter la résolution, notamment [Grenier et al. 1993].

Sur une antenne ALU de N récepteurs, on peut par exemple considérer n sous-antennes de $N-n+1$ récepteurs en se déplaçant à chaque fois d'un récepteur pour passer d'une sous-antenne à l'autre. Ce n'est pas la seule solution et il est possible de se déplacer de deux récepteurs ou plus. Avec des antennes 2D, le choix des sous-antennes augmentent. La figure 1(a) donne un exemple pour une antenne de $7 \times 7 = 49$ éléments où deux sous-antennes de 6×6 éléments sont présentées dans les aires en pointillé. Il est possible de considérer des sous-antennes en émission et/ou en réception.

En sommant les contributions de chaque sous-antenne, on dispose ainsi de plusieurs réalisations qui permettent de calculer une espérance. De plus, pour une onde donnée, les délais ne sont pas exactement les mêmes ce qui permet de décorréler les signaux (une démonstration

en est donnée par [Grenier et al. 1993]). Pour chaque jeu de sous-antennes en émission et en réception, on obtient les vecteurs \mathbf{x} des traces mises en jeu. On calcule à chaque fois la matrice de cross-corrélation spectrale sur plusieurs fréquences comme indiqué équation 3 et on effectue la moyenne des matrices obtenues. On a donc :

$$\mathbf{K} = E(\mathbf{X}.\mathbf{X}^*) \approx \sum_{i=1}^L \mathbf{K}_i = \sum_{i=1}^L \mathbf{X}_i.\mathbf{X}_i^* \quad (22)$$

Où L est le nombre de jeu des sous-antennes utilisées appelé ordre de lissage spatial. Ensuite, les équations des différents estimateurs utilisant cette matrice restent inchangées (équations 17 à 19).

1.6.2 Lissage fréquentiel

Le lissage fréquentiel est similaire au lissage spatial. Dans le domaine fréquentiel, on découpe de la même manière la bande de signal en sous-bandes et on considère chaque sous-bande comme une réalisation différente du signal. Ainsi, au lieu de considérer le vecteur \mathbf{X} aux fréquences $[f_1 f_2 \dots f_M]$ introduit à l'équation 15 on peut considérer par exemple les P vecteurs $\mathbf{X}_1, \mathbf{X}_2, \dots, \mathbf{X}_P$ aux fréquences $[f_1 \dots f_{M-P+1}], [f_2 \dots f_{M-P+2}], \dots, [f_P \dots f_M]$ dans le cas où l'on introduit un décalage d'une fréquence pour chaque nouveau vecteur. Il est également possible de se décaler de plus d'une fréquence pour chaque nouveau vecteur.

La matrice \mathbf{K} se calcule là encore en moyennant sur les nouveaux vecteurs ainsi créés selon :

$$\mathbf{K} = E(\mathbf{X}.\mathbf{X}^*) \approx \sum_{i=1}^P \mathbf{K}_i \quad (23)$$

Où P est le nombre des sous-bandes utilisées appelé ordre de lissage fréquentiel. Un exemple pour $N=11$ fréquences et $P = 2$ est donné figure 1(b). Les équations qui suivent restent là encore inchangées.

L'utilisation simultanée du lissage spatial et du lissage fréquentiel est bien sûr possible et obtient la matrice \mathbf{K} par une double sommation selon :

$$\mathbf{K} = E(\mathbf{X}.\mathbf{X}^*) \approx \sum_{i=1}^L \sum_{j=1}^P \mathbf{K}_{i,j} \quad (24)$$

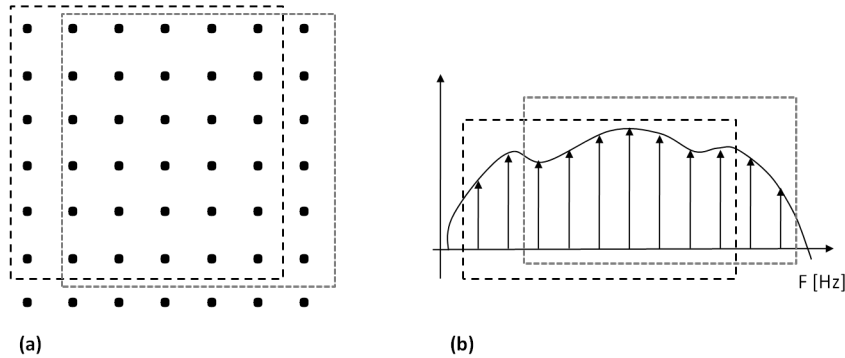


FIGURE 1: Lissage (a) Spatial (b) Fréquentiel

2 Application aux données

Cette partie présente des résultats d’algorithmes haute résolution MVDR et MUSIC en 3D et 5D. Pour comparaison, nous utilisons à chaque fois l’estimateur de Bartlett. Nous ne présentons à chaque fois que quelques résultats. En effet, notre sujet n’est pas l’étude des algorithmes haute résolution mais plutôt l’étude de leur pertinence dans un environnement se rapprochant de ceux rencontrés en géophysique. Certains tests peuvent cependant permettre de discuter quelques critères de bonne utilisation de ces algorithmes.

2.1 Résultats en 3D sur données synthétiques

Pour tester les algorithmes de haute résolution en 3D, nous nous mettons dans une configuration proche de celle du premier gel utilisé à la Partie III. Nous simulons un milieu parallélépipédique de longueur variable et de 30 cm de largeur. Cela permet d’avoir des rebonds sur les bords avec des angles relativement fermés et de se mettre dans une situation pour laquelle les arrivées sont proches dans le domaine des angles. Cela donne les schémas de la figure 2 en cas d’antennes placées parallèlement à l’onde directe (a) ou orthogonalement (b).

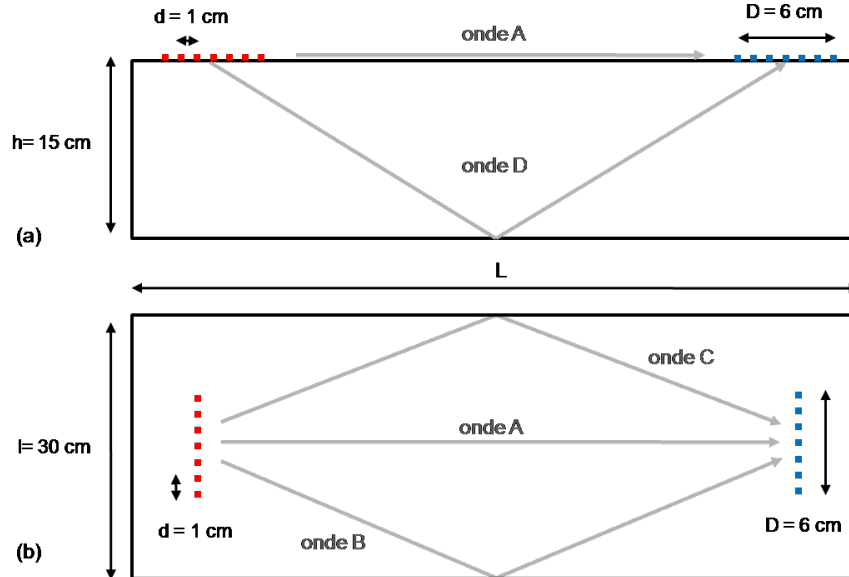


FIGURE 2: Design de deux antennes ALU (a) Séparation en longueur (b) Séparation en azimuth (gris) Tracé des rais des différentes ondes (carrés rouges) Sources (carrés bleus) Récepteurs.

Les traces sont générées par décalage des temps d’arrivée d’une ondelette à l’aide d’un simple logiciel de tracé de rayons pour une vitesse de 10 m/s.

2.1.1 Données synthétiques

Les résultats sont calculés en fonction de la position des antennes. Dans la configuration de la figure 2 (a) la longueur L est égale à 50 cm et les antennes sont placées pour discriminer les ondes en fonction de leur longueur. On va donc chercher à représenter l’onde directe (onde A)

ainsi que la réflexion du fond (onde D) dont les temps d'arrivées ainsi que les azimuths de départ et d'arrivée sont proches. Pour le lissage spatial, plusieurs choix sont possibles. Les lignes de sources et de récepteurs faisant sept éléments il est possible de prendre une seule antenne de sept éléments mais dans ce cas, on ne bénéficie pas de lissage spatial. Des tests ont été faits avec 2 sous-antennes consécutives de six éléments en source et en émission ainsi que trois sous-antennes de cinq éléments.

De la même manière, le lissage fréquentiel doit être paramétré : bande de fréquence utilisée, nombre de sous-bande, décalage d'une sous-bande à l'autre. Pour diminuer les calculs, nous avons commencé par sous-échantillonner le signal cinq fois en passant de 10 kHz à 2 kHz. Pour une bande utile allant de 100 à 850 Hz, on reste un peu au-dessus du critère de Nyquist tout en diminuant par 25 la taille de la matrice K. La longueur du signal qui nous intéresse passe de 300 à 60 échantillons. Dans le domaine fréquentiel, on ne s'intéresse qu'aux fréquences positives ce qui nous ramène à 30 échantillons.

Pour prendre en compte toute la bande du signal, nous considérons les échantillons 5 à 26, soit la bande [133 833] Hz. Des tests sont fait avec un lissage fréquentiel allant de 1 à 7 sous-bandes avec un pas de un échantillon.

Les meilleurs résultats sont obtenus pour les valeurs suivantes :

- 3 sous-antennes de 5 éléments en source et en réception.
- 5 sous-bandes de fréquences par pas de un échantillon

Les résultats sont représentés figure 3 pour les estimateurs Bartlett (a) MVDR (b) et MUSIC (c) et dans le domaine (t, u_s, u_r) . Les volumes - ou isosurfaces - sont dessinés pour une énergie égale à la moitié de l'énergie maximale du spot.

On constate que dans le cas des algorithmes à haute résolution, les spots d'énergie sont bien plus focalisés, ce qui est un des avantages recherchés. On constate que les spots d'énergie sont un peu plus régulier (circulaires) pour le MVDR. De fait, les algorithmes présentent généralement des résultats similaires. Ce qui fait que pour la suite, on ne présentera les résultats que pour l'un d'entre eux.

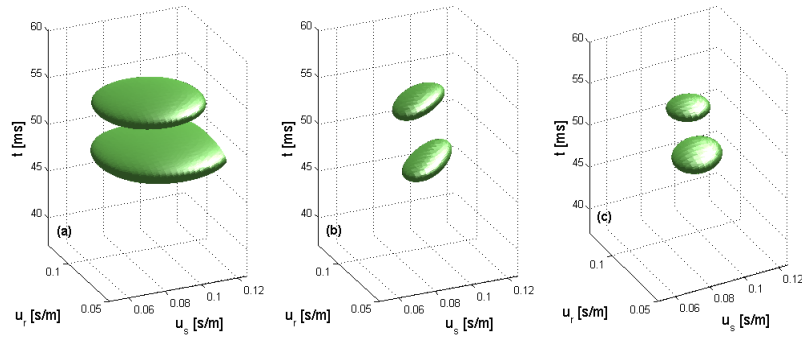


FIGURE 3: Focalisation en lenteur en 3D(a) Bartlett (b) MVDR (c) MUSIC

Dans la configuration suivante [fig. 2(b)], les antennes sont disposées perpendiculairement à l'axe source-récepteur et permettent donc de discriminer des azimuths. On s'intéresse à l'onde directe et aux rebonds sur les bords. On discrimine donc les arrivées en fonction du temps et des angles d'azimuths en émission et réception. On cherche de plus à se placer dans une configuration moins avantageuse en rapprochant les spots d'énergie. Pour cela, on augmente la longueur L qui passe à un mètre. Les temps d'arrivées et les azimuths prennent alors des valeurs plus rapprochées pour les différentes ondes.

La figure 4(a) montre en volume les spots d'énergie des trois premières arrivées (ondes A, B et C) avec l'estimateur de Bartlett. On constate que les arrivées sont suffisamment proches dans le domaine pour que les trois spots se superposent partiellement. Figure 4(b), l'algorithme MUSIC permet d'améliorer la résolution et de discriminer complètement les arrivées. Ces résultats ont été obtenus avec les paramètres suivants :

- 3 sous-antennes en source et en réception de 5 éléments.
- 5 sous-bandes de fréquences par pas de un échantillon
- 3 valeurs propres

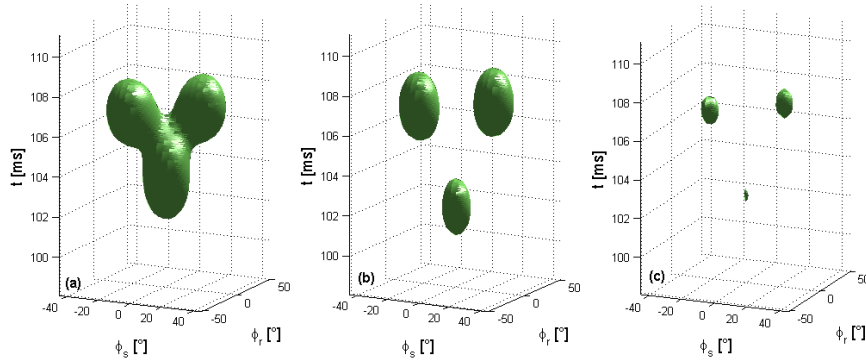


FIGURE 4: Impact de la bande de fréquence (a) Bartlett dans la bande [133 833] Hz (b) MUSIC dans la bande [133 833] Hz (c) MUSIC dans la bande [233 567] Hz

Cependant, on peut constater que les volumes obtenus dans le cas de l'algorithme MUSIC restent de taille relativement proches de celles obtenus avec l'estimateur de Bartlett, surtout pour les arrivées B et C. On pourrait s'attendre à mieux car en théorie, les estimateurs non-linéaires peuvent avoir une résolution infinie. Cela dépend cependant du nombre d'arrivées, des paramètres de lissage et aussi du dispositif mais ces résultats devraient pouvoir être améliorés.

Après quelques recherches, il est apparu la chose suivante : la qualité de l'estimation est très dépendante du RSB à une fréquence donnée. En d'autres termes, il vaut mieux éliminer des fréquences - même si elles contiennent du signal - si leur RSB est trop faible.

Dans un nouveau calcul, nous avons réduit la bande de [133 833] Hz à [233 567] Hz en favorisant les fréquences à haute énergie. Dans ce nouveau cas de figure, l'algorithme donne de bien meilleurs résultats [fig. 4(c)]. Ils sont même proches de la limite théorique en ce qui concerne l'onde A.

2.1.2 Données réelles

Dans le cas des données réelles nous avons réutilisé les traces acquises lors de l'étude de la partie III. Dans un premier temps, nous avons testé l'algorithme MUSIC dans la configuration de la figure 2(b) avec les paramètres de lissage suivants :

- 3 sous-antennes en source et en réception de 5 éléments.
- 6 sous-bandes de fréquences par pas de un échantillon

La figure 5(a) et (b) permet de comparer les résultats des estimateurs Bartlett et MUSIC. On constate une amélioration de la focalisation en particulier pour les deux réflexions sur les bords. L'amélioration est plus marquée dans le domaine des angles qu'en temps.

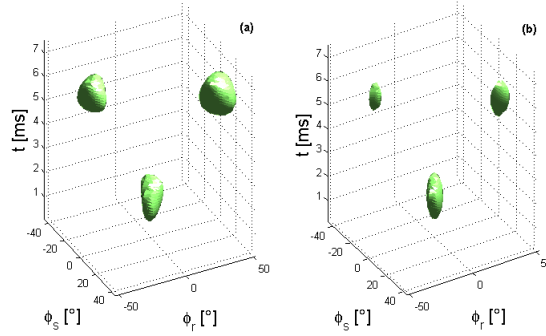


FIGURE 5: Focalisation en azimuth (a) Bartlett (b) MUSIC

Cette amélioration est moins spectaculaire que pour les données synthétiques mais les données réelles sont bruitées. Il faut ajouter le fait que la vitesse n'est pas complètement homogène et que le positionnement des sources n'est pas parfait. Pour toutes ces raisons, les retards peuvent donc être légèrement modifiés ce qui peut significativement dégrader les résultats. Sur des données d'exploration sismique, les positionnements sont fait par GPS. Les conditions sur ce point sont donc bien plus favorables car la précision est très petite devant la longueur d'onde.

Nous avons testé notre algorithme avec un autre jeu de données résultant du travail de stage de master [Zorgani 2012]. Un gel ayant une surface un peu rugueuse et dont la proche surface était peu homogène a fourni un milieu de propagation moins prévisible que les précédents. Le dispositif d'acquisition était de type passif avec deux lasers dont les signaux étaient corrélés après acquisition. Chaque laser échantillonnait 8 points espacés de 0.5 cm. 25 sources piézos disposées d'un côté du dispositif émettaient non pas un bruit incohérent comme nous l'avons fait dans la première partie mais un pulse gaussien dans la bande [100 800] Hz. La distance de la source au centre de l'antenne la plus proche était égale à la distance entre les centres des deux antennes. Dans cette configuration inspirée des conclusions de l'Annexe A, nous pouvions espérer avoir des ondes de volume issues de la source qui passent par les deux antennes après deux réflexions. L'objectif était d'observer des ondes de volume grâce à un enregistrement de type passif.

Les résultats de cette expérience en lenteur source et réception sont représentés figure 6(a) et (b) pour l'estimateur de Bartlett. L'arrivée directe est très visible vers 18 ms. La taille des spots est importante. Ceci vient du fait que la taille de l'antenne est réduite. On distingue deux excroissances pour des lenteurs de 0.07 s/m en source et 0.13 s/m en réception qui pourraient bien correspondre à une deuxième onde mais les spots d'énergie sont trop imbriqués pour que l'on puisse conclure.

L'utilisation de la haute résolution dans ce type de situation apparaît tout indiqué et le résultat est donné figure 6(c) et (d) dans le cas du MVDR. Concernant la première arrivée, on remarque que la résolution temporelle a légèrement diminué tandis que la résolution en lenteur est augmentée. En revanche, la discrimination des deux arrivées recherchées est très bien mise en évidence par la haute résolution et la seconde arrivée apparaît sans ambiguïté.

Nous remarquons sur la dernière image que la deuxième arrivée a des lenteurs en émission et en réception très différentes. Il peut s'agir de variations de vitesse relativement importantes côté récepteur. Cela peut également venir d'une propagation qui part en direction du fond du gel mais avec un trajet tel que l'onde arrive le long de la surface. Une étude du profil de vitesse du gel serait nécessaire pour conclure avec précision mais il est certain que le gel réalisé n'était pas homogène.

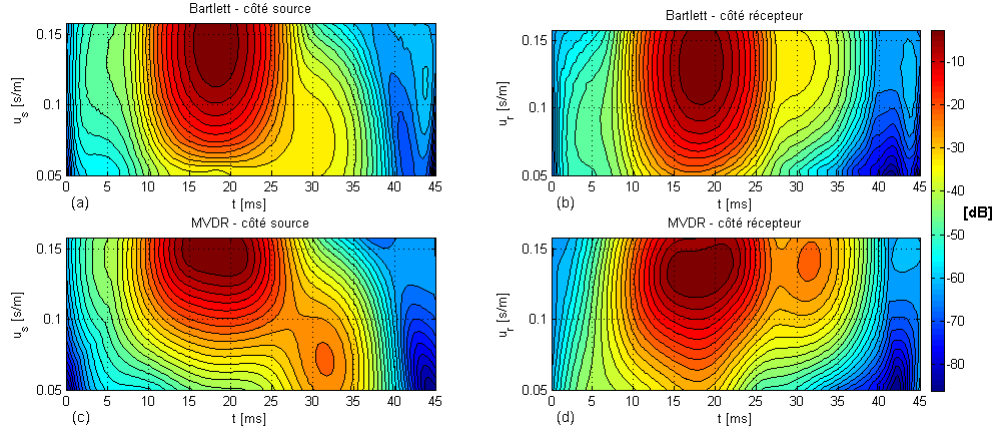


FIGURE 6: Comparaison Bartlett - MVDR Cartes de lenteurs côté source et réception pour (a) et (b) l'estimateur de Bartlett et (c) et (d) l'estimateur MVDR.

2.2 Résultats en 5D

Pour discriminer des ondes selon cinq paramètres, nous utilisons à nouveau des antennes 2D. Pour diminuer le temps de calcul et l'espace mémoire utilisé, nous avons dû minimiser les tailles d'antennes. En effet, si on considère des antennes de taille 5x5 (soit 25 sources et 25 récepteurs) cela fait 625 traces. Avec une vingtaine de fréquences par trace cela revient à une matrice K de plus de 25 millions d'éléments à inverser (pour le MVDR) ou à décomposer en valeurs singulières (MUSIC). L'avantage de la décomposition en valeurs singulières est que certains algorithmes ne calculent que le nombre de valeurs singulières nécessaires. Il n'est pas nécessaire d'effectuer la décomposition totale ce qui diminue d'autant le temps de calcul. On préférera donc les algorithmes MUSIC de ce seul point de vue. Cela étant, si on veut échantillonner correctement les angles (ou les lenteurs), le calcul de la matrice K et son inversion reste peu significatif comparé au temps de calcul total de la matrice S .

Pour les calculs 5D, nous avons repris les dispositifs utilisés pour les tests en 3D mais en remplaçant les antennes ALU par des antennes carrées. Nous utilisons une antenne 6x6 en source et en réception pour le Bartlett et des sous-antennes 5x5 en émission et réception dans le cas de la haute résolution.

Comme on l'a vu, la haute résolution nécessite un lissage. Le lissage fréquentiel peut s'effectuer sur 2, 3, 4 sous-bandes ou plus, le lissage spatial sur 2, 3, 4 sous-antennes ou plus. Les combinaisons sont multiples sachant que les performances des algorithmes haute résolution peuvent être très dépendantes du lissage. Le calcul de la matrice S complète pour un jeu de paramètre nous a pris plus d'une semaine en utilisant 32 processeurs en parallèle. Pour éviter cette surcharge de calcul et étant donné le nombre de tests possibles, nous ne calculons qu'un sous-ensemble de la matrice. Cela est possible du fait de notre connaissance a priori des résultats. Par exemple, si nous voulons comparer les algorithmes pour les ondes de surface, nous pouvons nous contenter de calculer un sous-ensemble de la matrice pour lequel l'angle d'incidence est proche de zéro.

2.2.1 Données synthétiques

Dans cette partie, le dispositif est l'équivalent en 5D de celui de la figure 2 pour $L = 1$ m. C'est à dire que seul change le nombre de sources et de récepteurs des antennes. 36 sources

réparties sur six lignes de six sources sont disponibles à l'émission et la même configuration est utilisée pour les récepteurs. Nous avons propagé quatre ondes dans le milieu : l'onde de surface directe, les rebonds sur les bords droit et gauche en surface et l'onde de volume réfléchie sur le fond.

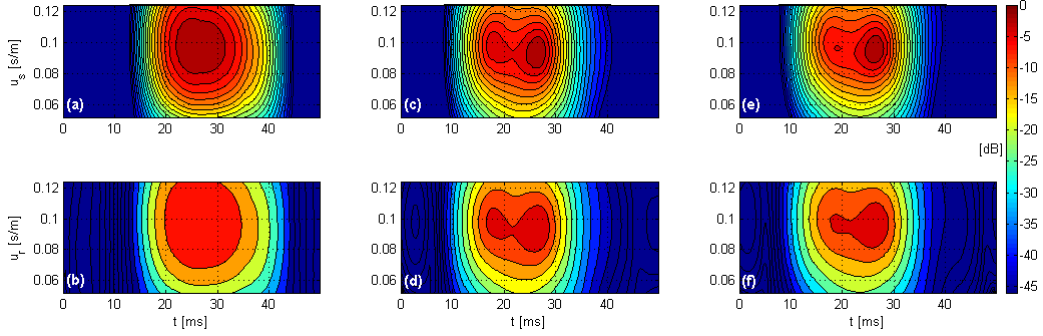


FIGURE 7: Comparaison en lenteur en 5D Lenteurs côté source (a) et réception (b) pour l'estimateur de Bartlett, pour l'estimateur MVDR (c) et (d) et pour l'estimateur MUSIC (e) et (f)

Dans ce calcul, nous cherchons à différencier l'onde de volume réfléchie sur le fond de l'onde directe. Ces deux ondes ont le même azimuth et c'est donc en lenteur que l'on cherche à les différencier. La distance antenne récepteur étant grande devant la taille de l'antenne, nous nous sommes mis dans un cas où les lenteurs sont voisines.

L'estimateur de Bartlett est utilisé avec la totalité des sources et des récepteurs (antennes 6x6). Les résultats obtenus [fig. 7(a) et (b)] ne permettent pas de discriminer les arrivées. Après quelques tests pour l'estimateur MUSIC, de bons résultats ont été obtenus avec les paramètres suivants [fig. 7(c)- (f)] :

- 4 sous-antennes de 5x5 sources en émission
- 4 sous-antennes de 5x5 récepteurs en réception
- lissage fréquentiel d'ordre 3 et 4
- 4 valeurs propres

On observe avec MUSIC une meilleure focalisation de l'énergie qui permet de distinguer les deux arrivées en émission comme en réception. Les deux lissages en fréquence testés permettent d'ajuster la focalisation de la première arrivée (vers 19 ms). Elle apparaît plus énergétique avec un lissage d'ordre 3.

Des calculs équivalents peuvent être fait pour la localisation des ondes de surface en fonction de l'azimuth en se retraçant à quelques valeurs de lenteur proche de 0.1 s/m. Les résultats figure 8 montrent là encore une meilleure focalisation pour l'estimateur MUSIC. En jouant sur le lissage fréquentiel, on peut affiner les résultats, ceux ci étant meilleurs avec un lissage d'ordre 4 comparé à un lissage d'ordre 2. Si les trois spots sont bien visibles avec MUSIC et mieux séparés que pour l'estimateur de Bartlett, on constate toutefois que les valeurs trouvées pour les deux rebonds sur le bord (6° et 18°) ne sont pas symétriques alors que le milieu de propagation l'est. Le lissage fréquentiel ne semble pas beaucoup jouer sur le centre des taches d'énergie.

Pour l'algorithme MUSIC, on dispose cependant d'un autre paramètre que ceux du lissage. Il s'agit du nombre de valeurs propres prises en compte. Jusqu'ici, nous avons pris un nombre de valeur propres égal au nombre d'ondes propagées.

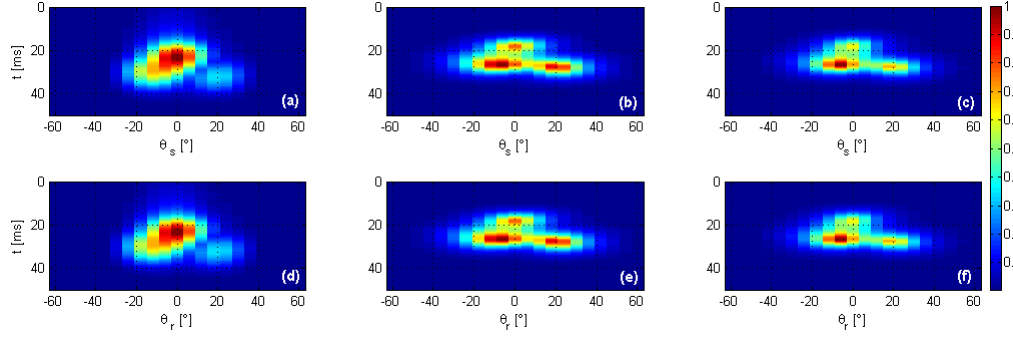


FIGURE 8: Comparaison en azimuth. Côté source : (a) Bartlett (b) MUSIC pour quatre valeurs propres et lissage fréquentiel d'ordre deux (c) MUSIC pour quatre valeurs propres et lissage fréquentiel d'ordre quatre. (d)-(f) Même résultats côtés réception.

En général, il vaut mieux augmenter un peu ce nombre. En effet, si la décomposition en espace signal et bruit n'est pas parfaite, il reste un peu de signal dans l'espace bruit. Et donc la projection sur l'espace bruit n'est pas aussi petite qu'on pourrait le supposer. En augmentant le nombre de valeurs propres, on peut résoudre en partie ce problème.

La figure 9 montre les résultats obtenus via le même dispositif pour 9 valeurs propres au lieu de 4.

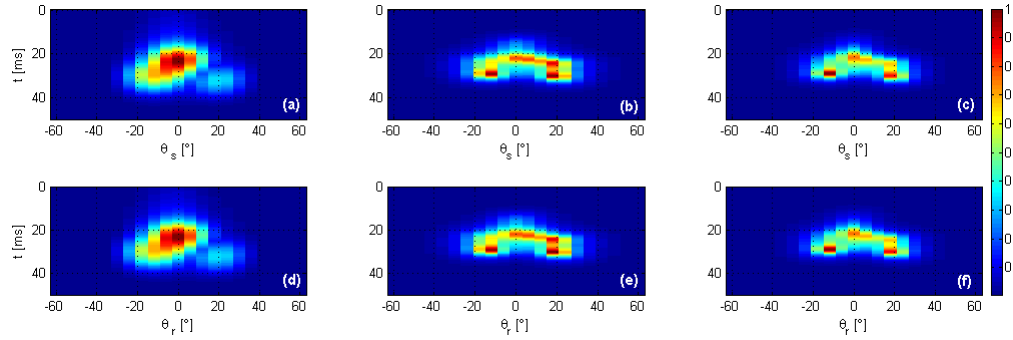


FIGURE 9: Comparaison en azimuth. Côté source : (a) Bartlett (b) MUSIC pour neuf valeurs propres et lissage fréquentiel d'ordre deux (c) MUSIC pour neuf valeurs propres et lissage fréquentiel d'ordre quatre. (d)-(f) Même résultats côtés réception.

On constate que les spots deviennent plus symétriques. Leur focalisation est améliorée. Cependant, en particulier dans le cas du lissage d'ordre 2, le spot d'énergie de droite semble se dédoubler comme si deux ondes étaient détectées. De fait, le lissage spatial introduit des retards qui ne sont pas exactement les mêmes d'une sous-antenne à l'autre. On propage donc des ondes avec des angles légèrement voisins mais pas exactement identiques. Notre hypothèse est que l'algorithme détectant - en théorie - des déphasages infiniment petits, il peut voir ces différences de phase et détecte plusieurs ondes au lieu d'une. Cette hypothèse est discutée en fin de chapitre.

2.2.2 Données réelles

Nous avons effectué plusieurs tests sur les données réelles. Que ce soit avec MUSIC ou avec le MVDR cependant, nous n'avons pas obtenu de résultats meilleurs que pour l'algorithme de

Bartlett. La figure donne des résultats en lenteurs pour l'onde directe et l'onde de volume et la figure des résultats en azimuth pour les ondes de surface. On remarque cependant que dans ce dernier cas, les algorithmes de haute résolution permettent de mieux mettre en évidence les rebonds doubles.

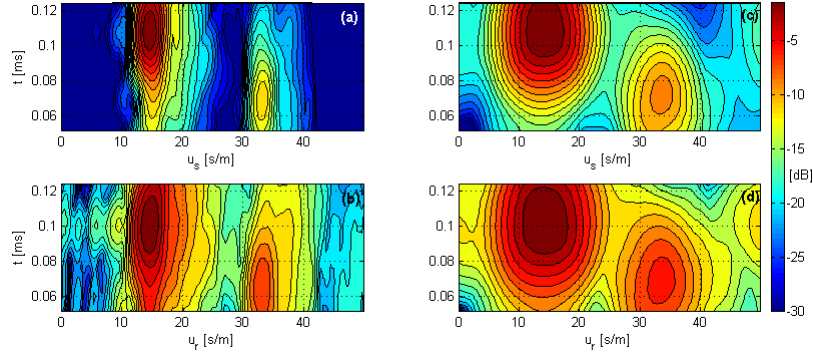


FIGURE 10: Comparaison en lenteur. Résultats du Bartlett (a) Emission (b) Réception. Résultats du Mvdr (c) Emission et (d) Réception

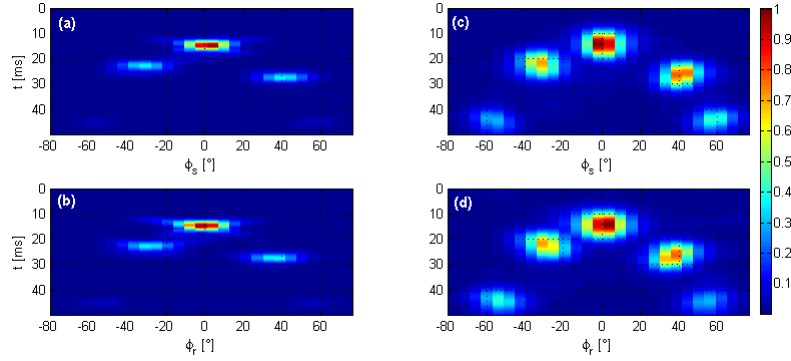


FIGURE 11: Comparaison en azimuth. Résultats du Bartlett (a) Emission (b) Réception. Résultats du Mvdr (c) Emission et (d) Réception

2.2.3 Conclusion

Les résultats avec données réelles en 5D mériteraient une étude plus approfondies qui permettrait d'expliquer les moindres performances des algorithmes haute résolution. Mais les études sur ces méthodes sont déjà très nombreuses et notre travail n'est pas dédié à leur étude.

Cependant, on peut montrer que la différence des temps de trajets introduite par l'approximation en onde plane est liée à la dégradation des performances.

Il est possible d'illustrer cet effet pour la haute résolution en considérant les quatre configurations suivantes :

- Ondes planes et estimateur de Bartlett
- Ondes planes et estimateur MUSIC
- Ondes sphériques et estimateur MUSIC avec une distance entre antennes de 25 cm
- Ondes sphériques et estimateur MUSIC avec une distance entre antennes de 125 cm

Dans cette simulation, deux ondes se propagent. L'onde directe va d'une antenne à l'autre sous un azimuth de 5° en émission et en réception et une deuxième onde est réfléchiée sur les bords avec un azimuth de 45° . Le dispositif d'antennes (deux antennes 1D de sept récepteurs) est celui de la figure 2(b). L'algorithme MUSIC travaille avec un ordre de lissage de deux en fréquence et de quatre en espace. Le sous-espace signal est de dimension deux et sept fréquences sont utilisées.

Dans cette situation on retrouve le fait que l'algorithme MUSIC est bien plus performant que le Bartlett [fig. 12(a) et (b)]. On constate cependant que pour des courtes distances la dégradation par rapport au cas d'une onde plane est significative [fig. 12(c)]. La cause de cette dégradation réside dans le fait que l'approximation en onde plane induit une différence entre les retards de propagation et ceux du vecteur de pointage qui modélise le front d'onde. Si la distance des antennes augmente, la différence entre les retards réels et modélisés diminue et on se rapproche à nouveau du cas idéal [fig. 12(d)].

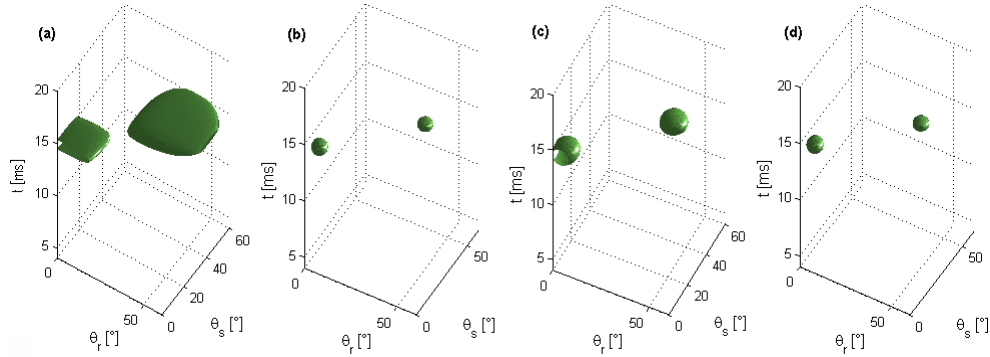


FIGURE 12: Impact de l'offset (a) Ondes planes et estimateur de Bartlett (b) Ondes planes et estimateur MUSIC (c) Ondes sphériques et estimateur MUSIC pour une distance d'antennes centre à centre de 25 cm (d) Ondes sphériques et estimateur MUSIC pour une distance d'antennes centre à centre de 125 cm.

Dans le gel que nous avons utilisé, la distance des antennes les plus lointaines est d'environ 25 cm comme pour l'exemple illustré ci-dessus. Les antennes étant 2D avec 49 éléments, cela augmente d'autant le nombre de trajets et l'impact de la différence des retards entre ondes propagées et modèle. Par ailleurs, la précision du positionnement est de l'ordre du millimètre ce qui n'est pas sans conséquences. Enfin, la vitesse est supposée constante dans le modèle alors qu'en réalité nous ne maîtrisons pas entièrement les variations de vitesse au sein du gel. Toutes ces imperfections s'additionnent et introduisent autant d'imprécisions sur les calculs de retards. Les techniques haute résolution y étant très sensibles, on observe des performances dégradées et parfois moins bonnes que pour l'estimateur de Bartlett comme dans le cas 5D.

Comme nous l'avons évoqué à la fin de la partie IV, des améliorations de la formation de voie permettent de tenir compte des variations de vitesse entre les récepteurs d'une même antenne [Dzieciuch 2001]. D'autre part, les déviations par rapport au modèle ont été étudiées et peuvent être quantifiées, en particulier pour l'algorithme MUSIC [Friedlander 1990, Swindlehurst et Kailath 1992]. Il existe aussi des techniques pour remédier à l'erreur de positionnement des éléments d'antenne. [Marcos 1998] par exemple, consacre tout un chapitre aux méthodes d'autocalibration d'antennes.

En conclusion, nous avons pu montrer que les techniques haute résolution sont applicables à un dispositif de type géophysique avec antennes d'émission et de réception. Cette piste deman-

derait une étude plus exhaustive, incluant par exemple l'influence des différents paramètres de lissage. Néanmoins, les tests 5D en synthétiques incluant la prise en compte des temps d'arrivées ont donné de bons résultats. On peut estimer que le positionnement extrêmement précis par GPS et les techniques déjà très développées de tomographie de la proche surface devrait permettre de minimiser les erreurs sur les retards liés aux statiques. De plus, les objectifs étant à des profondeurs importantes, on peut supposer que les distances entre antennes seront proportionnellement plus grande que dans notre expérience de laboratoire. Les dégradations liées à la distance antenne source - antenne réception que nous avons observées en laboratoire ne seront donc pas nécessairement importantes sur le terrain.

Sixième partie

Éléments diffractants

1 Introduction

Dans un premier temps, nous allons étudier l'impact d'un point diffractant sur la DFV. Nous avons vu que pour une onde donnée le RSB est augmenté avec la racine du nombre de sources et de récepteurs. Dans ces conditions, on peut supposer que les ondes parasites réfléchies sur un diffractants peuvent être moyennées suffisamment pour ne pas interférer avec les ondes qui nous intéressent. Nous pouvons étudier cet aspect en introduisant un élément diffractant dans notre dispositif.

Dans un second temps, nous avons laissé de côté les antennes pour nous intéresser à deux dispositifs plus proches d'une acquisition 3D classique. Il s'agit de tirer parti de la haute densité spatiale autorisée par notre banc de mesure pour appréhender son apport dans le cas d'éléments diffractants en surface. Un dispositif théoriquement idéal mais peu réaliste et un autre économiquement viable sur le terrain mais moins efficace ont été comparés en présence de deux forts diffractants.

1.1 Dispositif d'acquisition

Nous nous plaçons dans un cas analogue à ceux déjà rencontrés, avec une antenne de $8 \times 8 = 64$ sources et $13 \times 13 = 169$ récepteurs. Comme dans la première étude, nous souhaitons pouvoir déplacer une des deux antennes de proche en proche de manière à reconstituer une ligne d'une dizaine d'offsets. Avec un espacement inter-récepteurs d'un centimètre, cela nécessite d'échantillonner le gel sur plus de 20 centimètres. Cette étude ayant été faite en début de deuxième année, les portiques de deux mètres permettant de rehausser les miroirs n'étaient pas encore présents. L'échantillonnage d'une zone de cette taille a donc nécessité deux acquisitions consécutives avec déplacement de l'antenne réception.

Sur la figure 1, les points récepteurs (triangles bleus) encadrés en noir correspondent à la première acquisitions et ceux encadrés en vert à la seconde. Une ligne de récepteur commune aux deux antennes a été acquise deux fois afin de vérifier la bonne concordance des acquisitions.

Cette expérience a été réalisée avec un gel carré de deux couches. Dans la seconde expérience, un trou de 2 cm de profondeur et 2 cm de rayon a été creusé en surface afin de créer des réflexions

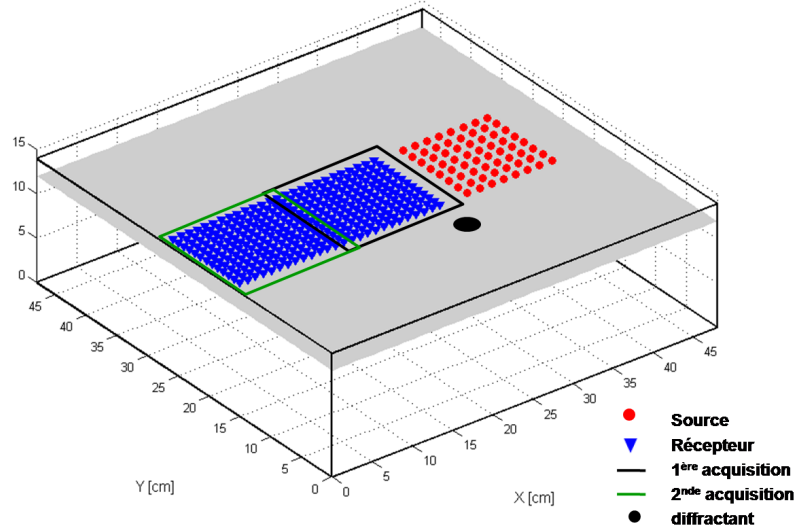


FIGURE 1: Dispositif d'acquisition

parasites et d'observer leur impact sur les résultats de la DFV.

1.2 Traitements et résultats

1.2.1 Données brutes

Dans les figures, les données brutes d'une ligne de récepteurs sont représentées sans et avec élément diffractant [fig. 2 et 3]. On peut mentionner plusieurs choses.

- La première arrivée paraît parfois légèrement plus énergétique pour les traces à offset longs. Cela correspond au fait que les deux acquisitions de chaque expérience n'ont pas été faite dans les mêmes conditions. En particulier, le couplage des sources peut varier d'une acquisition à l'autre. L'évolution de la température a aussi un impact dont nous n'avons pas tenu compte pour cette expérience.
- On constate que les données sont moins "propres" que pour d'autres expériences. Ceci est du à plusieurs facteurs : le fait que l'on emploie la première antenne pour laquelle les sources sont davantage couplées entre elles. Le fait que le gel est de grande taille et que sa surface est moins lisse. Il en résulte un moins bon couplage des sources, une réflexion plus aléatoire du laser et éventuellement des propagations d'onde en surface non maîtrisées.
- Enfin, trois sources n'ont pu être activées en raison de ports défectueux du multiplexeur.

On pourrait tenter de remédier à tout ou partie des imperfections listées. Mais nous n'avons pas cherché à le faire. Notre objectif est de comparer deux situations qui diffèrent du fait de l'ajout du diffractant. Si les imperfections sont les mêmes, la comparaison restera valable. Les imperfections nous rapprochent d'une situation de terrain dans laquelle on est confronté à bien d'autres phénomènes parasites (bruit ambiant, sources parasites, variations de température et d'humidité de la proche surface, couches multiples et éléments diffractants multiples). Sur la figure 3, on voit apparaître les ondes diffractées à l'intérieur du cône de l'arrivée première.

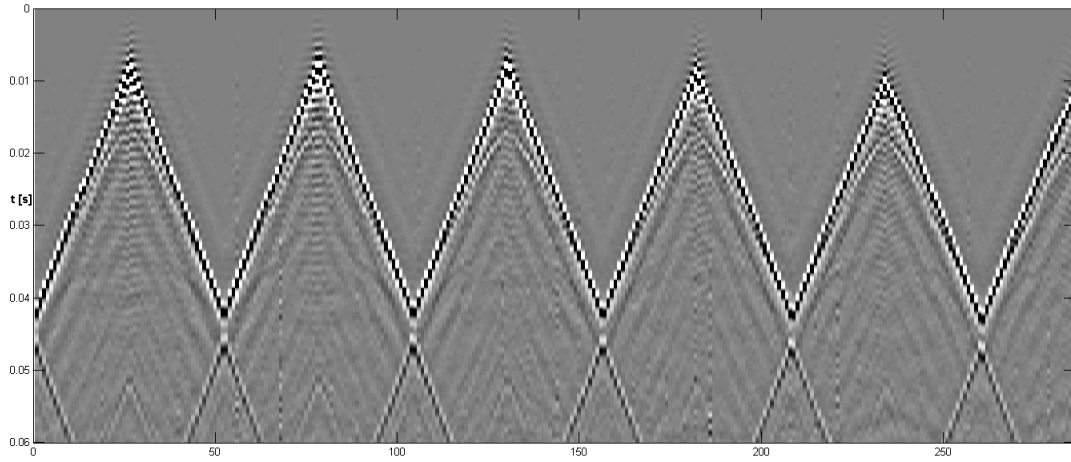


FIGURE 2: Données brutes sans diffractant.

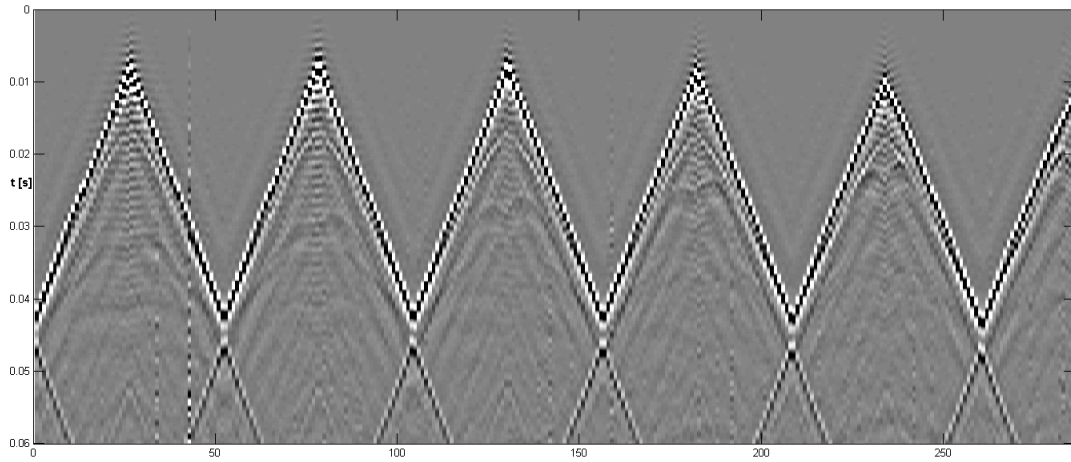


FIGURE 3: Données brutes avec diffractant.

1.2.2 Résultats

La figure 4(a) représente une suite de vespagrammes pour douze antennes réceptions. D'une antenne à l'autre, on s'est déplacé d'une rangée de récepteur soit 1 cm. La qualité de ces vespagrammes est moindre que pour d'autres expériences mais elle est suffisante pour identifier les trois maximums correspondants à nos trois ondes.

La ligne du haut correspond aux résultats de l'acquisition sans élément diffractant pour 12 antennes successives. A gauche, aux coordonnées $(24\text{ ms}, 0.138\text{ sm}^{-1})$ on repère l'onde directe puis $(27.2\text{ ms}, 0.114\text{ sm}^{-1})$ la réflexion sur la première couche et enfin $(36\text{ ms}, 0.05\text{ sm}^{-1})$ la réflexion sur le fond. Quand l'offset augmente, l'angle de la première réflexion diminue et elle tend à se mélanger à l'onde directe. On constate que sur la douzième antenne (complètement à droite), les maximums d'intensité sont mélangés et forment un pic de plus grande taille autour des coordonnées $(38.8\text{ ms}, 0.114\text{ sm}^{-1})$. Le même comportement est observé pour la réflexion

du fond mais dans une moindre mesure d'une part de son retard et d'un angle d'incidence qui reste suffisamment ouvert. Son maximum reste bien séparé vers $(42.8\text{ ms}, 0.074\text{ sm}^{-1})$.

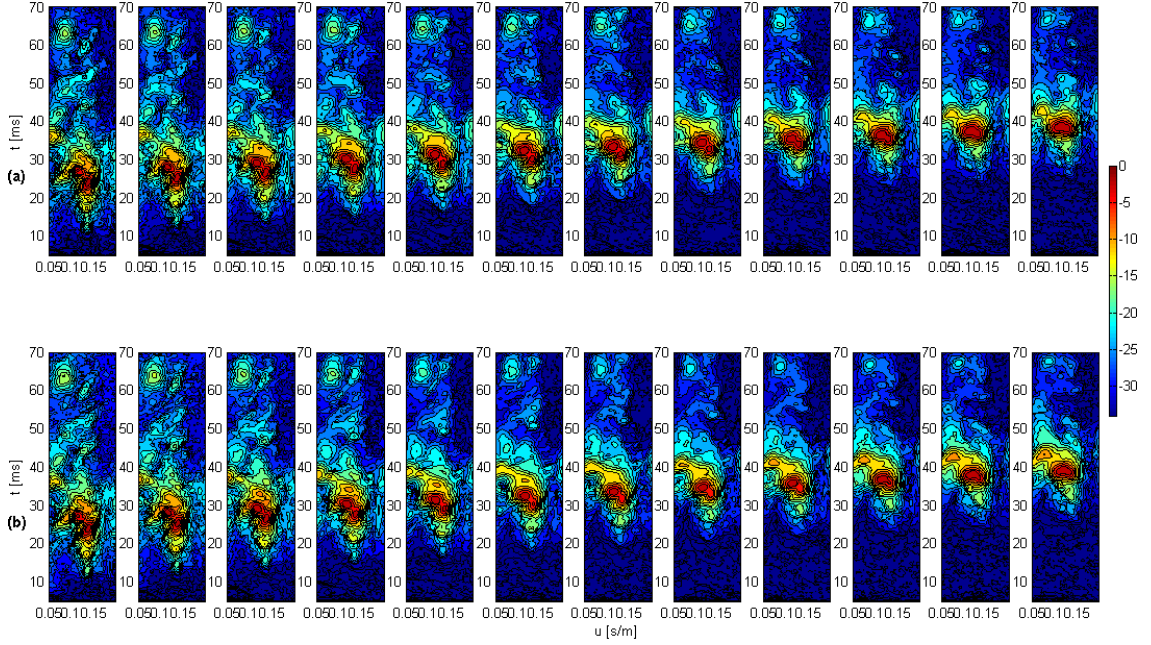


FIGURE 4: Comparaison des vespagrammes

Sur la seconde ligne, les mêmes traitements ont été effectués après mise en place de l'élément diffractant. On ne s'attend pas à voir le diffractant. En effet, il est de taille suffisamment réduite pour que l'onde plane émise par le réseau de sources devienne sphérique. La DFV ne peut donc transformer cette onde en spot d'intensité. Concernant les trois réflexions mises en évidence dans l'expérience précédente, on constate que l'allure générale des taches focales est identique. Concernant les deux premières arrivées, les deux pics d'intensité se mélangent de la même manière autour des antennes 8 à 10 tandis que la troisième arrivée reste bien visible avec même un pic un peu plus marqué sur les dernières antennes. Sur la dernière antenne, les coordonnées du pic sont $(43.4\text{ ms}, 0.078\text{ sm}^{-1})$. On obtient une même lenteur qu'en l'absence de diffractant mais avec une différence de temps d'arrivée de 0.6 ms. Dans le tableau suivant, le relevé des différences de temps d'arrivée et de lenteur aux maximums sont représentés pour les cas où ils sont bien isolés. Cela permet d'avoir une estimation de la variabilité des résultats.

Du fait des imperfections du dispositif, il est difficile de conclure sur l'origine de ces variations. On peut conclure que le point diffractant ajouté ne crée pas de modification significative des résultats et que la DFV est assez robuste à ce genre d'événements.

Cependant, comme on l'a vu sur les données brutes, on pourrait être face à des cônes de diffractions bien plus énergétiques ce qui pourrait amener à moduler cette conclusion. Enfin, dans une étude plus approfondie pour la 4D, il faudrait différencier l'impact d'un diffractant sur les coordonnées des pics d'intensité à un moment donné d'une part et sur le suivi de leurs variations d'autre part.

En conclusion, nous pourrions envisager une étude 4D avec et sans diffractant(s), mais la variabilité de notre système de mesure entraînant des approximations de l'ordre des précisions

Offset	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	Δ	$\Delta(\%)$
dt_1 (ms)	0	0	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	-	-	-	-	-	0.17	0.61
dt_2 (ms)	0.2	0.2	0	0.4	0	0	0.2	0.2	0.2	-	-	-	0.23	0.72
dt_3 (ms)	-	-	-	-	-	-	-	0.4	0.6	0.4	0.4	0.6	0.49	1.2
du_1 (ms/m)	0	0	4	0	0	4	4	-	-	-	-	-	2.6	2.0
du_2 (ms/m)	0	0	4	4	4	4	4	4	4	-	-	-	3.5	3.0
du_3 (ms/m)	-	-	-	-	-	-	-	0	0	0	4	4	2.5	3.4

TABLE 3: Variation des lenteurs et temps d'arrivées avec et sans diffractant.

attendues, cette piste ne nous apparaît pas prioritaire sans de nouveaux équipements. En revanche, nous n'avons encore que peu exploité la possibilité de mesures haute densité de notre système d'acquisition. Leur apport dans le cas d'une acquisition en présence de diffractants est un point qui peut présenter un grand intérêt.

2 Dispositifs 3D

Parmi les sujets d'actualité en sismique terrestre, les ondes de surfaces générées par des diffractants restent un point de recherche important. Cela est du en partie à des contraintes d'acquisition. En effet, les traitements que l'on met en place sur les données dépendent en partie du type d'acquisition. Certains dispositifs sont plus adaptés que d'autres, en particuliers pour le filtrage des ondes de surface.

Les filtres dits fk, permettent un bon filtrage des ondes de surface générées par la source. En 1999, [Meunier 1999] a montré que dans le cas d'une acquisition comprenant une source et avec des récepteurs quadrillant complètement la zone d'intérêt, il est possible de filtrer en même temps l'onde de surface directe ainsi que celles générées par les diffractants. Nous appellerons ce dispositif "3D complète [figure 5(a)]. Ce dispositif n'est cependant pas utilisé dans l'industrie. En effet, quadriller complètement la zone d'intérêt revient à disposer un nombre très important de récepteurs ce qui suppose un coût rapidement prohibitif.

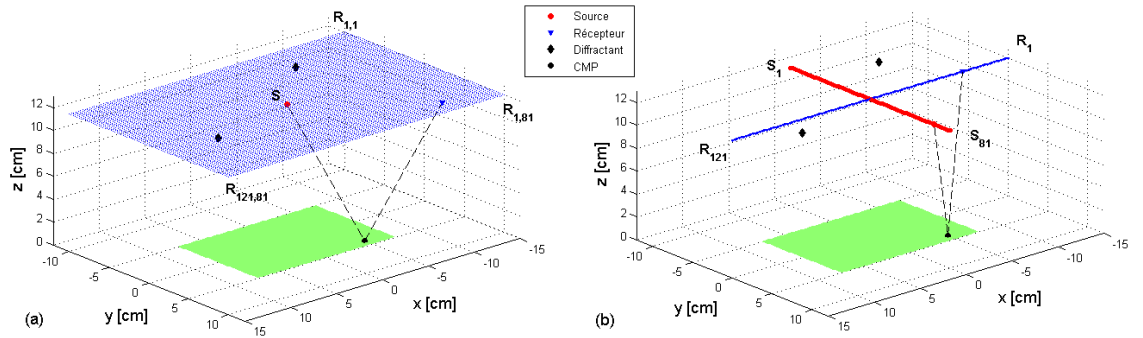


FIGURE 5: Dispositifs 3D (a) 3D complète (b) *Cross-spread*

Le principe de réciprocité permet de penser qu'en inversant sources et récepteurs, le problème peut être résolu. Mais il faut compter là encore avec un nombre de point de tir très important qui suppose des durées d'enregistrement très longues, en supposant que les sources - dynamite

ou camion vibrant - puissent être disposées en tout point de la zone. Dans la pratique, on dispose les récepteurs en ligne, généralement orthogonalement à des lignes de sources. Un des dispositifs les plus fréquents appelé « *cross-spread* » est présenté figure 5(b). Cela permet d’optimiser l’utilisation des ressources mais le problème du filtrage des ondes diffractées demeure comme évoqué par [Meunier 1999]. En particulier, on peut filtrer raisonnablement l’énergie des diffractants sur les traces lointaines, mais pour celles qui sont les plus proches du diffractant et donc les plus énergétiques, ce n’est pas le cas.

En 2008, [Vermeer 2008] propose une modification du dispositif d’acquisition à base de réseau mais sans que cette solution soit véritablement adoptée à ce jour.

Dans cette partie, nous nous proposons de réaliser une acquisition 3D complète ainsi qu’une acquisition 3D *cross-spread*. Notre système de mesure nous permet un échantillonnage fin de la zone d’intérêt qui n’est en général pas possible sur le terrain. Ceci nous permettra d’examiner les performances du *cross-spread* dans de meilleures conditions. D’autre part, nous décidons de doubler la ligne de récepteurs. Cette opération est faite sans a priori sur son utilité mais en tenant compte du fait que si elle est avantageuse pour le filtrage des diffractants, elle peut être adaptée à moindre coût sur le terrain.

2.1 Filtrage fk

Le filtrage fk est un filtrage en vitesse. Il s’agit de supprimer dans les données, les ondes arrivant sur les récepteurs avec une vitesse apparente donnée. On peut montrer sur un exemple synthétique simple son effet en 2D. La figure 6(a) représente les enregistrements de 101 récepteurs en ligne espacés de quatre mètres. On distingue l’arrivée directe (A), une première réflexion (B) sur un premier réflecteur à 100 m de profondeur pour une vitesse de 800 m/s dans la première couche et une seconde réflexion (C) à 1000 m de profondeur pour une vitesse de 2100 m/s dans la deuxième couche. Pour effectuer un filtrage fk, on effectue une double transformée de Fourier. La première, selon l’axe des temps, permet de passer dans le domaine fréquentiel (f) et la seconde, selon l’axe des offsets, dans celui des nombres d’ondes (k). D’où la dénomination filtre fk. Dans ce nouveau domaine [fig. 6(b)] les ondes apparaissent en fonction de leur fréquence et de leur nombre d’onde mais peuvent également être sélectionnées en fonction de leur pente qui est homogène à une vitesse. L’onde A, par exemple, a une vitesse apparente constante de 800 m/s. Elle apparaît très clairement dans le domaine fk. L’onde C a une vitesse apparente très importante car elle arrive très proche de la verticale. Son énergie est concentrée autour de valeurs faibles de k . Elle croise l’axe des fréquences à des vitesses importantes. L’onde B a une énergie plus diffuse. En effet, elle parcourt la première couche qui est à 800 m/s mais sa vitesse apparente augmente quand l’offset diminue.

Le filtrage fk permet de filtrer les ondes en fonction de leur vitesse apparente. Si on souhaite filtrer les ondes de surface (onde A) on peut appliquer un filtre (ou un masque) dans le domaine fk qui va pénaliser les vitesses proche de 800 m/s. Ici, nous avons décidé de filtrer les vitesses en dessous de 2200 m/s. C’est ce qui est représenté figure 6(d). La transformée de Fourier étant réversible, on peut revenir dans le domaine temps/offset [fig. 6(c)] pour observer le résultat.

On constate que l’onde C dont la vitesse apparente est toujours supérieure à 2200 m/s a bien été préservée. A l’inverse, l’onde A dont la vitesse est de 800 m/s est complètement filtrée. Dans le domaine fk, il reste un peu d’énergie pour cette onde car le filtrage n’est pas parfait : il correspond à une atténuation minimum de 60 dB de l’énergie. Enfin, l’onde B est d’autant plus filtrée que sa vitesse se rapproche de 800 m/s.

Sur la figure 6(b) on observe un peu de repliement. En effet, l’énergie de l’onde B coupe l’axe des fréquences à gauche vers 1000 m/s et réapparaît à droite jusque vers 1400 m/s. Dans

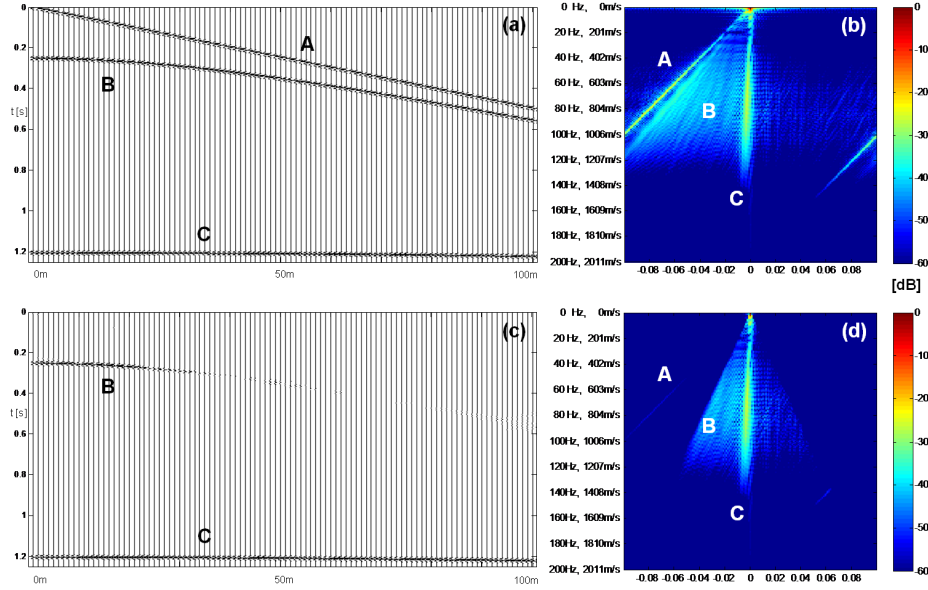


FIGURE 6: Filtrage fk en 2D (a) Traces synthétiques dans le domaine temps/offset faisant apparaître (A) l'onde directe (B) une réflexion à 100 m de profondeur dans une couche de vitesse 800 m/s et (C) une seconde réflexion à 1000 m de profondeur dans une couche de vitesse 2100 m/s (b) Transformée fk (c) Transformée fk après filtrage des vitesses inférieures à 2200 m/s (d) Domaine temps/offset après filtrage des vitesses inférieures à 2200 m/s.

cet exemple, l'espacement inter-récepteur est de 4 mètres seulement. Sur le terrain, on n'arrive jamais à de tel densité. Des espacements de 50 ou 25 m sont la norme et parfois 12.5 m. On peut trouver en-deçà mais il s'agit alors d'acquisitions spécifiques ou de tests qui restent encore très rares. On comprend donc que le repliement est un problème important. L'énergie de l'onde directe pouvant traverser plusieurs fois le domaine fk considéré, elle peut se superposer à celle des ondes qui nous intéressent sans qu'il soit toujours possible de les séparer. Ce phénomène est donc à prendre en compte pour des adaptation à des données terrains.

2.2 Comparaison des dispositifs

Dans cette étude, nous souhaitons réaliser à petite échelle une acquisition 3D complète sur une surface relativement importante et la comparer à un *cross-spread* en présence de diffractants. En montant le laser et son miroir à plus de 2 mètres, il est possible de balayer une surface de 240 mm x 360 mm. Pour ne pas travailler en bout de course, nous réduisons cette surface à une taille de 200 mm x 300 mm. Le milieu de propagation est un gel mono-couche de taille 450 mm x 450 mm x 12 mm dans lequel deux diffractants ont été insérés lors de sa réalisation. Il s'agit de cylindre d'aluminium de 25 mm de diamètre et de 25 mm de profondeur. Leurs coordonnées respectives sont (-6.2,-6.35) cm et (2.35,9.5) cm.

Pour l'acquisition 3D complète, la surface est échantillonnée tous les 2.5 mm. Cela fait donc $121 \times 81 = 9801$ points d'enregistrements [fig. 5(a)]. Le cross spread est réalisé pour une même surface avec une ligne de 121 points de réception croisant une ligne de 81 sources [fig. 5(b)].

Comme nous avons travaillé sans antenne, il était possible d'utiliser les pastilles piézo-électriques de 20 mm de diamètre. Cela nous a permis de descendre un peu en fréquence sans

être gêné par la limite à 100 Hz des petites pastilles. Une masse ajoutée sur la pastille a permis d'améliorer le couplage. Dans les deux acquisitions, l'espacement des sources et des récepteurs était de 2.5 mm. Avec un espacement si réduit, le fait de bien séparer les ondelettes d'une trace à l'autre devenait plus important. Nous avons donc utilisé un sweep gaussien pour améliorer l'allure de l'ondelette. Nous n'avons pas beaucoup monté en fréquence et nous sommes arrêtés vers 1000 Hz. Cela nous a donné une fréquence centrale de 500Hz. Pour des vitesses aux alentours de 10 m/s et l'espacement inter-récepteur choisi, nous avons obtenu un signal échantillonné à environ 4 fois la fréquence de Nyquist ce qui est très favorable pour les filtrages *fk*.

Pour comparer les deux dispositifs, on suppose que les traces sont classées d'une certaine façon. Pour la 3D complète, la ligne 1 correspond aux 121 traces pour lesquelles les ordonnées des récepteurs valent -10 cm [de $R_{1,1}$ à $R_{121,1}$ fig. 5(a)], la ligne 2 celle pour lesquelles $y=9.75$ cm et ainsi de suite jusqu'à $y=10$ cm. Dans le cas du *cross-spread*, la ligne 1 correspond aux 121 traces pour lesquelles la première source [S_1 fig. 5(b)] est active, la ligne 2 les 121 pour lesquelles la source 2 est active et ainsi de suite jusqu'à la source 81 [S_{81} fig. 5(b)]. De manière plus générale, à la trace du couple source-récepteur $(S_j, R_{i,j})$ de la 3D complète nous faisons correspondre la trace du couple (S_j, R_i) du *cross-spread*.

Nos comparaisons sont effectuées moyennant ce classement qui permet d'obtenir des offsets égaux d'un dispositif à l'autre. En effet, la distance source récepteur de la première trace de la 3D complète vaut $S - R_{1,1}$ qui est égale à la distance $S_1 - R_1$ dans le cas du *cross-spread* et de même pour chaque couple de trace. Si la vitesse en surface est constante, cela signifie qu'à numéro de trace égal, les temps d'arrivée de l'onde directe seront égaux pour chaque couple d'un dispositif à l'autre.

Une manière intéressante d'observer les données brutes est de considérer les échantillons pour un temps donné. La figure 7 représente une suite de coupes à temps fixé pour le cas de la 3D complète.

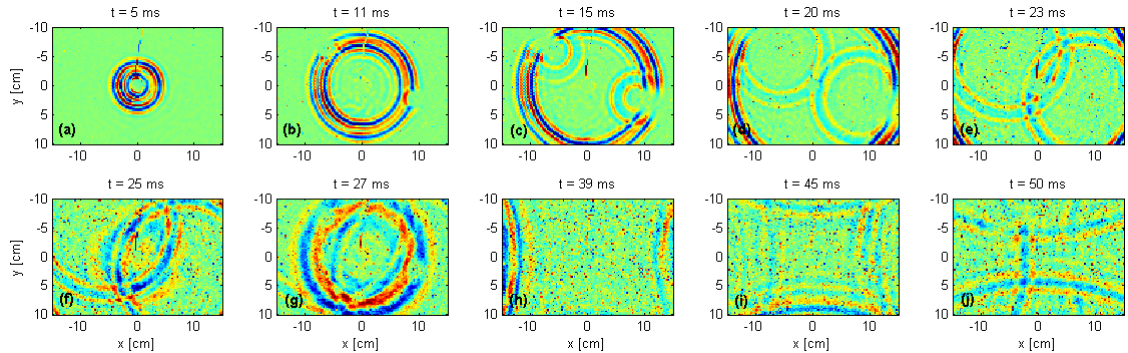


FIGURE 7: Coupes à temps constant pour la 3D complète.

L'onde directe apparaît au début [fig. 7(a) et (b)] suivie des réflexions sur les deux diffractants [fig. 7(c)-(e)]. L'onde de volume apparaît vers 25 ms [fig. 7(f)] et atteint les bords rapidement du fait de sa forte vitesse apparente [fig. 7(g)]. On observe ensuite les réflexions sur les bords du dispositif qui finissent par se croiser [fig. 7(h)-(j)]. Il est possible d'observer les données dans un autre plan. La figure 8(a) montre la vingtième ligne d'acquisition dans le cas de la 3D complète et la figure 8(b) dans le cas du *cross-spread*. On remarque que l'onde directe est très énergétique. D'autre part, les temps d'arrivées de l'onde directe sont très proches d'un dispositif à l'autre, ce qui est un effet attendu avec le classement des traces que nous avons effectué. L'onde directe

semble composée de deux ondes successives très rapprochées. Si on observe les pentes à gauche et à droite du point central, on constate que la vitesse varie. Sur le pic de première arrivée dans le cas de la 3D complète, elle est de 7.6 m/s à gauche et 8.75 m/s à droite. On a donc un gel qui n'est pas homogène sur toute sa surface.

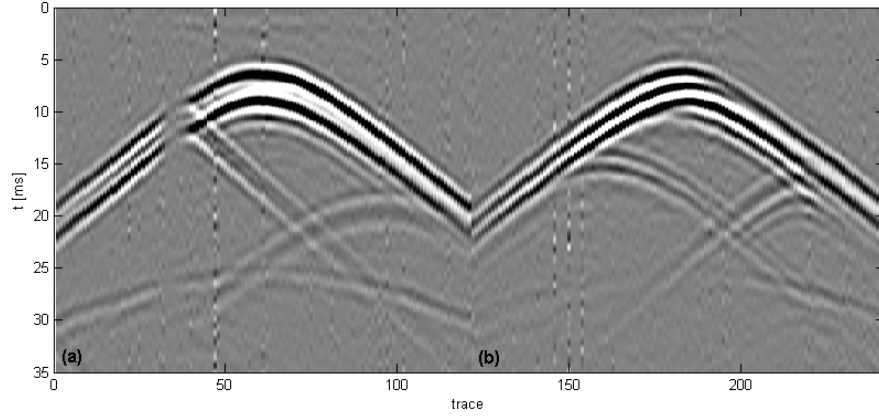


FIGURE 8: Données brutes selon x (a) 3D complète (b) *Cross-spread*.

De chaque côté, on distingue en outre pour les deux ondes qui se suivent des pentes légèrement différentes. En particuliers à droite où la vitesse mesurée passe de 8.75 à 8.5 m/s. Ces phénomènes ne sont pas aisés à interpréter. Comment peut-on avoir plusieurs ondes si le milieu est homogène ? Il est possible que le gel ne soit pas totalement homogène selon la verticale et que plusieurs modes de Rayleigh co-existent. Ou alors masse associée à la pastille peut-elle être à l'origine de ce doublement ? Ce phénomène n'a rien de systématique. Nous ne l'avons jamais observé avec une pastille sans masse additionnelle et il n'apparassait pas dans les premières expériences faisant intervenir une masse.

Sur les deux figures, on observe un peu plus tard deux ondes qui se mêlent partiellement à l'onde directe. Leurs apex se situent aux alentours des offsets 38 et 88. Ce sont les ondes réfléchies sur les deux diffractants.

Enfin, plus tard, entre 25 et 30 ms, on observe très bien l'arrivée de l'onde de volume qui s'est réfléchi sur le fond.

Sur ces deux premières images, les données ont été enregistrées pour une même source, laquelle n'a pas été déplacée pendant les enregistrements. Dans le cas du *cross-spread*, la source est déplacée à chaque nouvelle ligne de récepteur, ce qui induit un nouveau couplage et une petite imprécision de localisation de la source. La figure 9 montre une ligne d'acquisition à récepteur constant pour les deux dispositifs. On observe une dégradation de la cohérence d'ensemble dans le cas du *cross-spread* du fait des manipulations lors de l'expérience. Il faut ajouter que les acquisitions sont faites ligne par ligne et durent un bon quart d'heure pour chaque ligne. Entre le premier et le dernier récepteur, il y a eu une vingtaine d'heures qui se sont écoulées en théorie. En pratique il y a eu bien plus car les manipulations nécessitant la présence d'une personne, l'expérience a été interrompue pendant une nuit, entre la ligne 66 et la ligne 67. La figure 9 montre une autre comparaison des données brutes à récepteur constant. La dégradation de la qualité des données de *cross-spread* apparaît immédiatement [fig. 9(b)].

Nous pouvons comparer les deux dispositifs avec la représentation à temps constant. C'est ce que nous représentons figure 10 à deux instants donnés. Nous avons choisi l'instant 20 ms pour lequel on voit très bien l'onde directe et les ondes issues des diffractants. On observe ce

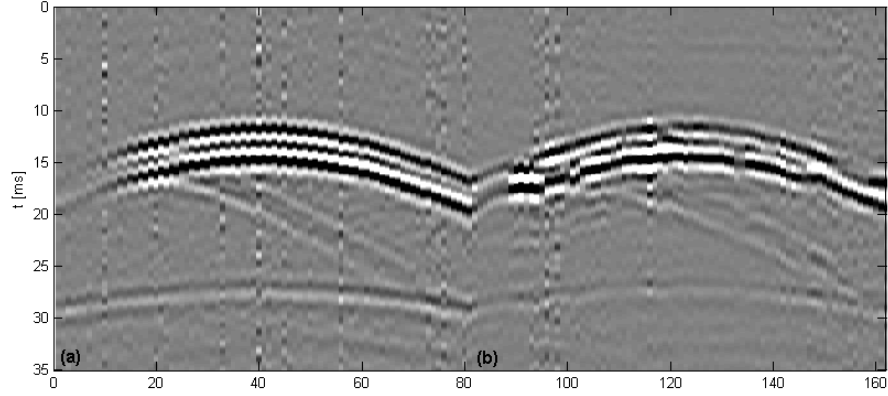


FIGURE 9: Données brutes selon y (a) 3D complète (b) *Cross-spread*.

qui est mentionné dans [Meunier 1999, Vermeer 2008], c'est à dire que l'"empreinte" des ondes diffractées est un cercle dans le cas de la 3D complète [fig. 10(a)] mais prend une autre forme, qui varie en fonction du diffractant, dans le cas du *cross-spread* [fig. 10(b)].

Figures 10(c) et (d) nous observons clairement l'onde de volume pour les deux dispositifs même si elle apparaît brouillée par le bruit et les ondes issues des diffractants.

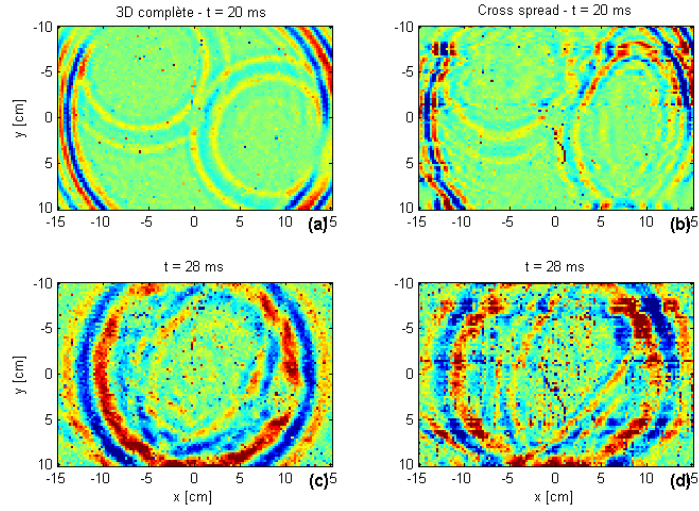


FIGURE 10: Time slice. (a) 3D complète à 20ms (b) Cross-spread à 20ms (c) 3D complète à 28ms (d) Cross-spread à 28ms.

Parmi les représentations possibles des données, celle de l'énergie de la première arrivée est intéressante pour caractériser l'impact des diffractants. Dans le cas de la 3D complète, nous avons sommé l'énergie des 30 échantillons autour du pic de première arrivée. La figure 11 donne la carte d'énergie correspondante. On observe immédiatement que les diffractants forment une sorte de "barrage" et que la majeure partie de l'énergie arrivant sur le diffractant est ou absorbée, ou diffractée. On a ensuite une "zone d'ombre" sur les parties du gel cachées par chaque diffractant dans l'axe de la source. On peut supposer que la majeure partie de l'énergie est renvoyé du bord

du diffractant. Il serait intéressant d'observer dans quelle mesure ce phénomène intervient sur des données terrain. Enfin, la ligne verticale de forte intensité est dû au fil électrique qui alimente la source piézo au centre et le centre en jaune vient de la réflexion du laser sur la pastille piézo.

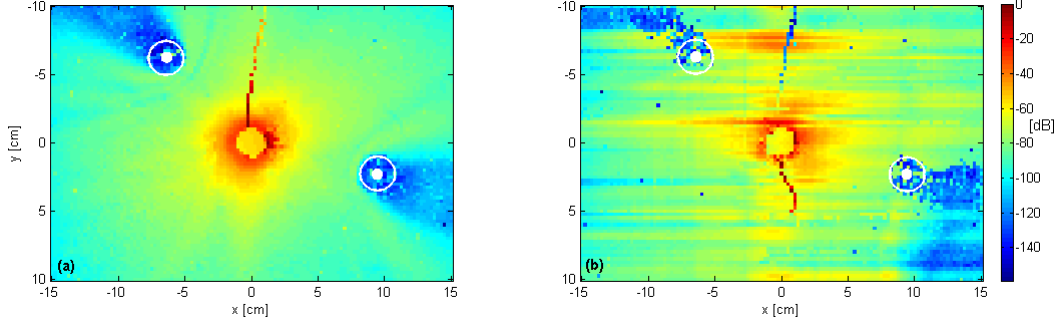


FIGURE 11: Energie de la première arrivée (a) 3D complète (b) *Cross-spread*. Les cercles blancs représentent l'emplacement des diffractants : leur centre (en plein) et leur circonférence (évidé).

2.3 Traitements et résultats

2.3.1 Filtrage fk 3D classique

Le filtrage fk 3D est analogue au 2D. Au lieu de partir de données en deux dimensions - temps (t) et offset (x) - on part de données en trois dimensions : (t, x, y) soit trois dimensions dont deux spatiales. Dans ce dispositif, on garde un espacement inter-récepteur de 4 m (en x et en y). À la différence de l'expérience précédente, nous ne représentons que l'onde directe [fig.12(a)]. Dans ce nouveau domaine, une onde dont la vitesse apparente est constante n'est plus représentée comme une droite mais comme un cône.

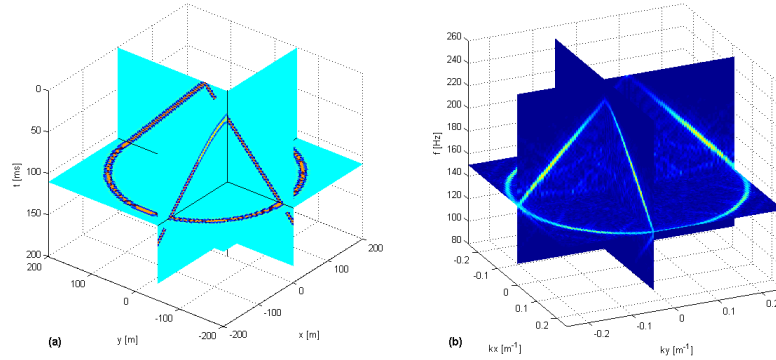


FIGURE 12: Onde directe en 3D (a) domaine temps/offset (b) domaine fk

Nous n'avons représenté qu'un jeu de traces car du fait des conventions de classement choisies les offsets des différentes traces sont les mêmes dans le cas de la 3D complète et du *cross-spread*. La première arrivée a donc la même allure.

Pour obtenir une représentation des données dans le domaine fk, on réalise la transformée de Fourier dans les trois dimensions et on obtient trois nouvelles dimensions (f, kx, ky) [fig.12(b)].

Dans une coupe 2D (f , k_x) par exemple, l'allure des données - ou signature - pour l'arrivée directe est la même qu'en fk 2D. Mais si on l'observe en 3D, elle a, là aussi, une forme conique.

On peut filtrer les données dans ce nouveau domaine de manière analogue à la 2D. Un filtrage de vitesse va donc consister à appliquer un masque d'allure conique pour les vitesses que l'on veut ou bien filtrer ou bien isoler. C'est ce qui est représenté à la figure 13.

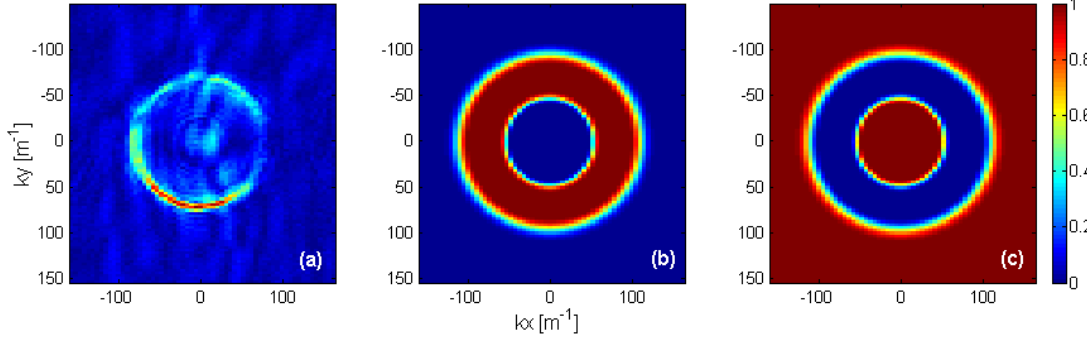


FIGURE 13: Filtrage fk à fréquence fixée (a) données brutes (b) Filtre pour conserver les ondes de surface (c) Filtre pour ôter les ondes de surface

La figure 13(a) représente la coupe des données brutes à fréquence fixée. On reconnaît l'allure circulaire des ondes de surface. Le filtrage fk 3D peut consister ou à conserver ces ondes à l'aide d'un masque [fig. 13 (b)] ou à les enlever [fig. 13(c)]. L'allure du masque appliqué est simple à déterminer : il s'agit d'un anneau dont les petits et grands diamètres sont déterminés par les vitesses maximums et minimums que l'on considère.

Le cas de l'onde diffractée est différent. L'allure des temps d'arrivée est illustrée figure 14(a) et (c) pour chacun des dispositifs avec un diffractant positionné en $(-20, -45)$ m.

Dans le cas de la 3D complète, on retrouve un allure de cône. Si on suppose que les ondes diffractées se propagent dans toutes les directions, le diffractant agit comme une source décalée en temps et en espace. En temps, car cette source est décalée du temps de trajet nécessaire à l'arrivée de l'onde de surface sur le diffractant et en espace, car sa position n'est plus au centre du dispositif. Pour le *cross-spread*, en revanche, la signature des temps d'arrivées à temps constant est une forme géométrique entre le cercle et le carré. Dans le domaine fk [fig 14(b) et (d)], la signature du diffractant reste conique pour la 3D complète. De fait, décaler un signal en temps correspond à multiplier sa transformée de Fourier par une exponentielle. L'amplitude du spectre ne change pas. De même pour un décalage en espace. Comme le passage dans le domaine fk correspond à une triple transformée de Fourier, la signature en amplitude du diffractant ne diffère pas de celle de la source initiale (à un coefficient d'atténuation près).

Dans le cas du *cross-spread* en revanche, le spectre est sensiblement modifié. Cela vient du dispositif qui modifie les distances source-diffractant-récepteur. Si on retrouve une signature d'allure triangulaire autour de la vitesse 800 m/s, on remarque un peu d'énergie au centre (c'est à dire des vitesses plus élevées) et des spots d'énergie importants aux quatre coins du domaine k_x - k_y . De plus, la forme du spectre n'est pas unique et varie en fonction de la position du diffractant. Si on applique un filtrage fk 3D pour enlever les vitesses autour de 800 m/s, l'énergie au centre et aux extrémités du domaine k_x - k_y ne sera pas filtrée.

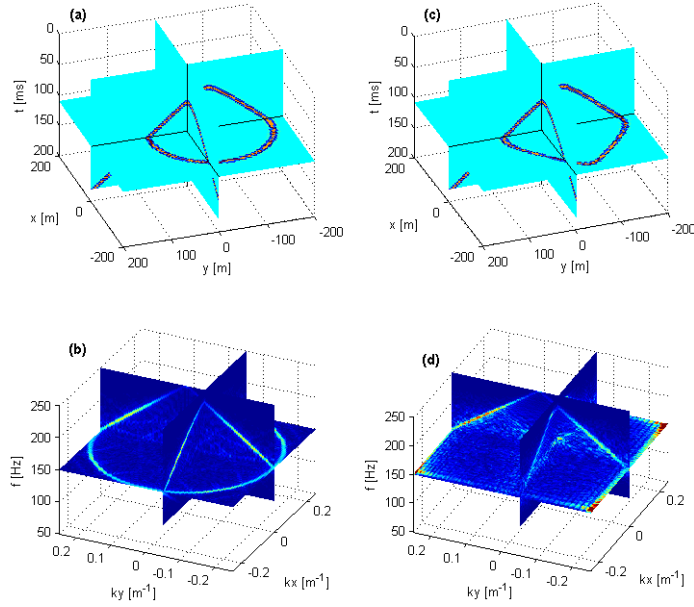


FIGURE 14: Signature d'une onde diffractée seule. 3D complète dans (a) le domaine temporel et (b) le domaine fréquentiel. Cross-spread dans (c) le domaine temporel et (d) le domaine fréquentiel.

2.3.2 Application aux données

Pour les deux acquisitions comparées, nous avons appliqué deux filtres en vitesse. Le premier sélectionne les vitesses dites lentes comprises entre 3 m/s et 13 m/s. Il va isoler les ondes de surfaces dont les vitesses principales sont autour de 7-8 m/s. Le second sélectionne les vitesses dites rapides entre 17 m/s et 50 m/s pour isoler les ondes de volume.

La figure 15 présente des coupes à temps constant avec $t = 27.5$ ms pour les deux acquisitions.

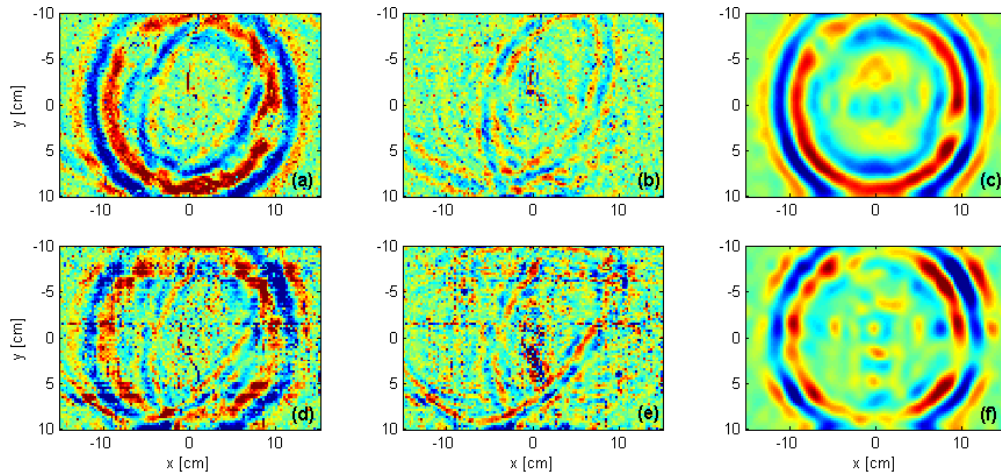


FIGURE 15: Filtrage f_k 3D - time slice à 27.5 ms : données brutes (a) 3D complète (d) *Cross-spread*, ondes de surfaces filtrées entre 3 m/s et 13 m/s (b) 3D complète (e) *Cross-spread*, ondes de volume filtrées entre 17 m/s et 50 m/s (c) 3D complète (f) *Cross-spread*.

Sur les données brutes [fig. 15(a) et (d)] on observe un mélange d'ondes de surface diffractées et d'ondes de volume. Le filtrage en vitesses lentes [fig. 15(b) et (e)] montre les mêmes différences qu'à la section précédente, c'est à dire que les ondes diffractées dans le cas de la 3D complète présentent une allure circulaire qui disparaît dans le cas du *cross-spread*. Enfin, [fig. 15(c) et (f)] on constate qu'à cet instant, le filtrage *fk* fonctionne très bien pour les deux dispositifs car les ondes de volume sont bien isolées.

La figure 15(c) nous permet en outre de repérer les positions des diffractants. On observe en effet à l'intérieur du cercle rouge de plus forte intensité deux zones où le signal redevient proche de zéro. On peut avancer deux explications, (1) la vitesse des ondes de volume dans l'aluminium du diffractant étant très importante, on observe un décalage de phase à cet instant et la vitesse mesurée par le laser est nulle (2) le diffractant étant plus lourd que le gel, il bouge de façon moins importante. Si on prend approximativement la mesure des centres de ces zones, leurs coordonnées sont $(-6.25, -6.5)$ cm et $(9, 2.5)$ cm.

Pour apprécier complètement l'efficacité du filtrage *fk*, nous devons observer les données filtrées dans le domaine temps/offset. La figure 16 montre la ligne d'acquisition numéro 20.

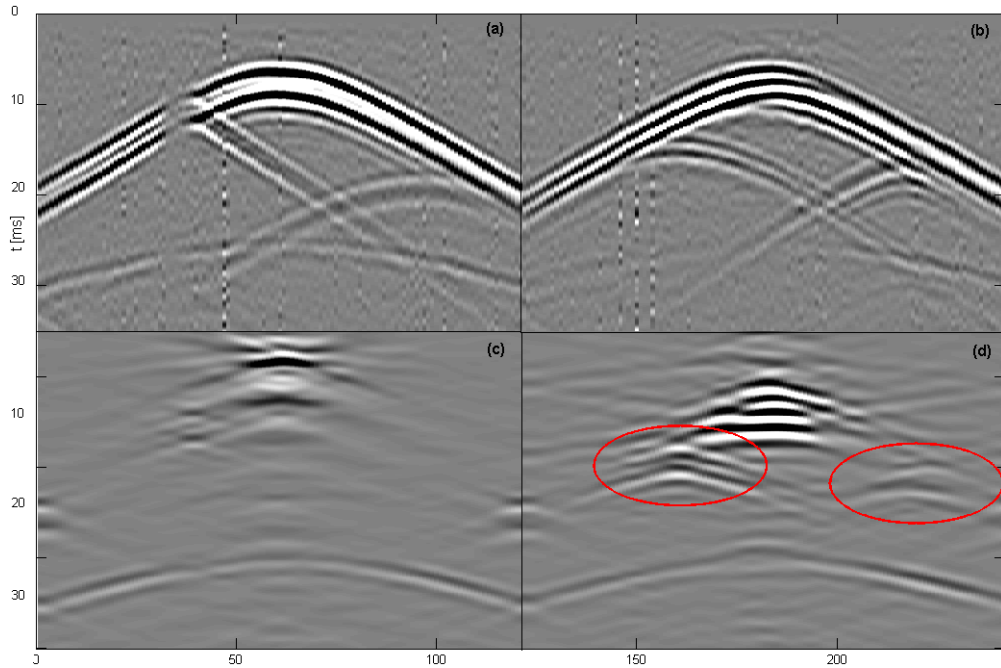


FIGURE 16: Filtrage *fk* 3D - temps/offset Donnée initiales (a) 3D complète (b) Cross-spread. Données filtrées (c) 3D complète (d) Cross-spread

On constate que dans les deux cas (entre les traces 40 et 80) l'apex du cône de l'onde directe n'est pas complètement filtré. Cela vient peut être des imperfections de l'acquisition ou bien du filtre 3D qui pourrait être davantage optimisé. Il est possible aussi que les variations de vitesse du milieu soient en partie responsable de cela. Néanmoins, l'onde directe n'est pas celle qui nous gêne le plus et nous ferons abstraction de ce défaut par la suite. Nous avons appliqué une apodisation aux données afin de réduire les phénomènes de bord liés à la transformée de Fourier. Il reste cependant des résidus à droite et à gauche des images (c) et (d) vers 20 ms car cette apodisation n'a été appliquée qu'à 3 ou 4 traces. Figure 16(c), l'onde de volume est très bien

isolée et nous ne voyons plus les ondes diffractées pourtant bien visibles figure 8(a). En revanche, figure 16(d) (ovales rouges) les apex des cônes de diffractions sont encore très présents. Nous sommes donc typiquement dans les situations décrites par [Meunier 1999, Vermeer 2008]. Avec des diffractants plus éloignés ou avec une onde de volume arrivant plus tôt, les apex pourraient se mélanger au signal utile et dégrader les performances de l'imagerie.

Le fait que l'énergie parasite soit concentrée autour de l'apex n'est pas qu'un inconvénient. L'apex correspond aux vitesses les plus rapides. Cela signifie que si un algorithme est trouvé pour traiter ces traces, il sera éventuellement peu impacté par un sous-échantillonnage spatial. Un jeu de données terrain - en général moins échantillonné - restera donc candidat pour un tel algorithme.

2.3.3 Algorithme proposé

L'idée proposée part de la réflexion suivante : en 3D complète - ou pour l'onde directe en *cross-spread* - le filtrage fk 3D est efficace. Il est efficace parce que l'allure des ondes de surface est conique dans le cube 3D de données. Comment faire en sorte que cette allure soit aussi conique pour les ondes diffractées dans le cas du *cross-spread* ?

Cela est possible en décalant chaque trace d'un délais bien précis.

Mais s'il est possible de décaler les traces pour que l'onde diffractée par un diffractant donné ait une allure conique, cela ne sera très probablement pas le cas pour les autres diffractants. Aussi, au lieu de filtrer les ondes diffractées, nous proposons de les isoler pour ensuite les soustraire aux données de départ et d'itérer cette opération pour chaque diffractant. L'organigramme de cet algorithme itératif est représenté figure 17.

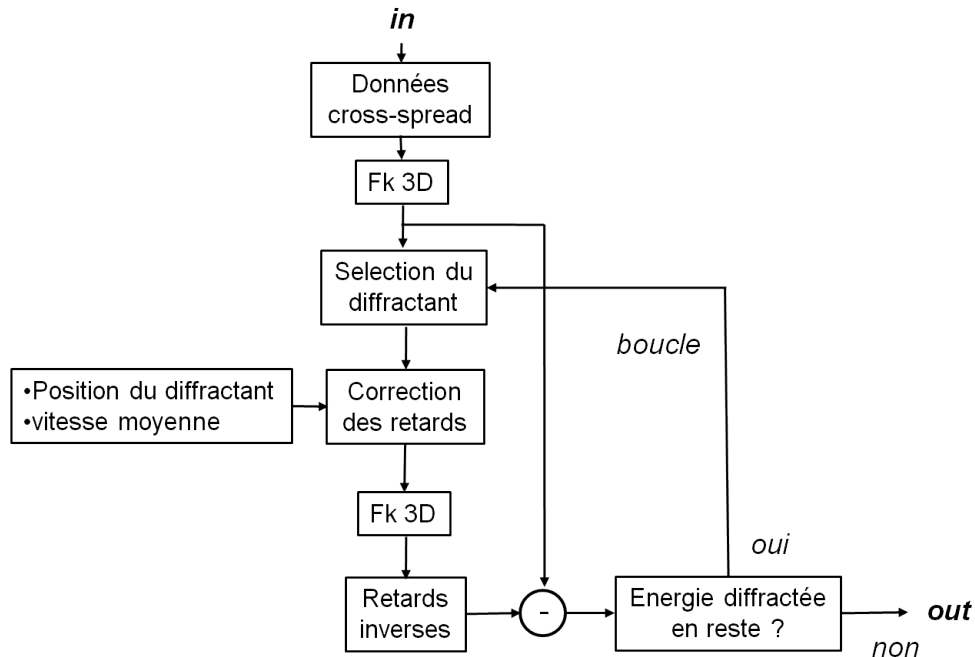


FIGURE 17: Organigramme

Les étapes sont les suivantes :

1. Filtrage fk 3D classique pour enlever les ondes de surfaces qui peuvent l'être
2. Choix d'un diffractant gênant
3. Calculs des retards à appliquer à chaque trace pour obtenir une allure conique de l'onde diffractée
4. Application des retards
5. Filtrage fk 3D et temporel
6. Applications des retards inverses
7. Soustraction des ondes de surfaces ainsi isolées.
8. Itération des étapes 2 à 7 pour chaque autre diffractant

L'algorithme proposé peut accepter des variantes. Dans la boucle, nous isolons l'énergie restante du diffractant par filtrage fk. Mais d'autres solutions connues peuvent être envisagées. D'autre part, les conditions de la proche surface peuvent être plus complexes. Si des couches de faibles épaisseurs sont présentes, on doit s'attendre à ce que co-existent plusieurs modes de Rayleigh ayant des vitesses sensiblement différentes. Dans ce cas, le calcul des positions et des retards étant fonction de la vitesse en surface, le filtrage de la boucle n'enlèvera qu'une partie des ondes diffractées. Il pourra être nécessaire d'effectuer plusieurs filtrages successifs pour un même diffractant afin d'enlever toutes les ondes diffractées.

2.3.4 Changement de référentiel

Une fois estimée la position des diffractants, nous devons effectuer le changement de référentiel. Nous avons vu que la 3D complète et le cross-spread permettent d'imager la même zone si sources et récepteurs sont placés de la bonne façon. Chaque trace correspond à l'enregistrement d'un récepteur pour une source. Selon le classement des traces présenté à la section précédente, la trace enregistrée au récepteur R_o lors de l'émission de la source S_o sur la 3D complète [fig. 18(a)] correspond à la trace enregistrée par le récepteur R lors de l'émission de la source S pour le cross-spread [fig. 18(b)]. On constate que les couples (S_o, R_o) et (S, R) imagent le même point milieu M .

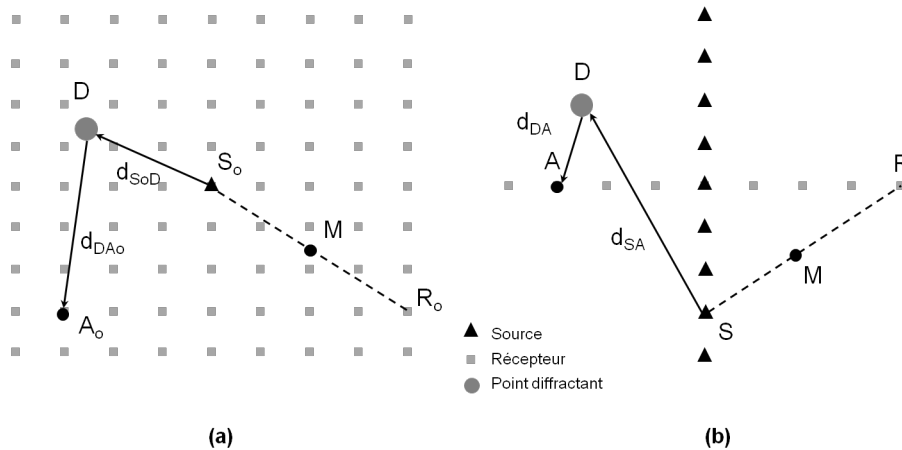


FIGURE 18: Correction des retards et parcours de l'onde diffractée (a) 3D complète (b) *cross-spread*

Nous allons maintenant considérer les trajets des ondes de surface qui se réfléchissent sur le diffractant D. Nous considérons le couple source-récepteur (S_o, A_o) pour la 3D complète et le couple (S, A) pour le cross-spread qui correspondent à la même trace. Nous souhaitons que dans l'acquisition en *cross-spread*, les ondes diffractées par D aient l'allure d'un cône comparable à celui de la 3D complète. C'est à dire que le temps d'arrivée de l'onde diffractée arrivant de D en A ne dépend que de la distance d_{DA} (en considérant une vitesse constante sur la zone). Si V est la vitesse en surface, le temps d'arrivée de l'onde diffractée vaut $dt_1 = (d_{DA} + d_{SA})/V$ dans le cas du *cross-spread* et $dt_2 = (d_{DA_o} + d_{S_oA_o})/V$ dans celui de la 3D complète. En corrigeant les temps d'arrivées de chaque trace de la quantité $dt = dt_2 - dt_1$, on retrouvera donc - dans le cas du *cross-spread* et pour le diffractant D - une onde diffractée ayant l'allure d'un cône.

2.3.5 Localisation des diffractants

La localisation est un sujet récurrent dans le domaine des ondes, qu'elles soient acoustiques, élastiques, radio... La méthode dite de semblance [Neidel et Tanner 1971] - largement utilisée en micro-sismique [Forgues et al. 2011, Chambers et al. 2009] - est une des plus utilisées pour la recherche systématique d'événements dans un volume. Elle suppose qu'un modèle de vitesse soit disponible. Pour des récepteurs en surface, on obtient une bonne précision avec cependant des performances moindre en profondeur [Chambers et al. 2009]. Dans notre étude, nous cherchons à localiser approximativement les diffractants en surface pour effectuer un changement de repère. La profondeur et la vitesse des ondes en surface sont connues. De plus, l'énergie des diffractants n'est pas noyée dans le bruit comme cela arrive en micro-sismique. Nous pouvons donc utiliser une technique simple et robuste s'inspirant de la semblance. C'est à dire qu'en chaque point de la surface, nous testons la présence d'un diffractant. Pour chaque point de la surface, nous commençons par effectuer le changement de repère associé à ce point. Si ce point est un diffractant, alors il y a une onde diffractée qui en est issue et qui a l'allure d'un cône dans ce nouveau repère. Avec une estimation de la vitesse en surface, on peut donc aligner les arrivées de cette onde diffractée.

On somme ensuite les échantillons de toutes les traces puis on prend leur enveloppe. Si un diffractant est effectivement présent, la trace somme présente un pic de forte intensité. Avant d'effectuer cette sommation, on prend la précaution d'enlever la première arrivée car ses pics très énergétiques peuvent fausser la localisation, même sans être tous en phase. Des optimisations seraient possibles, en particulier en tenant compte des variations de la vitesse en surface.

Le figure 19 donne la carte des intensités après application de cet algorithme aux données. Les deux diffractants apparaissent clairement dans deux cadrans opposés pour les positions $(-5.5, -5.5)$ cm et $(8.5, 2.25)$ cm. Les disques blancs donnent les positions vraies de leurs centres qui apparaissent décalés d'environ 1 cm des maximums d'intensité : $(-6.35, -6.2)$ cm et $(9.5, 2.35)$ cm. Cela peut venir des approximations effectuées. On se rend compte cependant que les positions données par le calcul sont plus proches de la source dans les deux cas. Ceci vient peut être du fait que l'onde diffractée est centrée non pas sur le centre géométrique du diffractant mais sur le bord qui est atteint en premier par l'onde directe. Cette hypothèse est renforcée par le fait que le rayon des diffractants est de 1.25 cm ce qui est proche du décalage observé. La façon dont les spots d'intensité se superposent au tracé du rebord des diffractants [fig. 19, cercles blancs] semble appuyer cette hypothèse. Nous pouvons probablement conclure sur cette question à l'aide d'observations précédentes. En effet, la figure 11 montre bien que les ondes sont stoppées quand elles rencontrent le diffractant. Nous pouvons donc supposer que la majeure partie de l'énergie est réfléchi par la partie du diffractant la plus proche de la source. C'est donc cette position qui doit être pris en compte dans les calculs et non celle du centre

géométrique du diffractant.

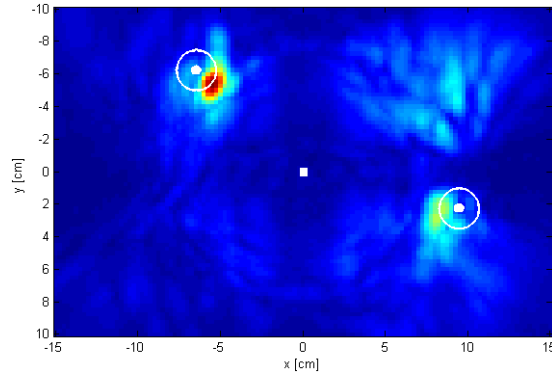


FIGURE 19: Localisation calculée des diffractants (spots de couleur). Emplacements réels en blanc : (cercle plein) centre (évidé) circonférence. (Carré blanc) centre de la source.

Dans notre cas, nous avons une autre raison de choisir les positions données par le calcul de localisation. En effet, le changement de référentiel effectué pour la localisation est le même que celui que nous utilisons dans notre méthode de filtrage itératif. Or, la position calculée est celle qui permet de focaliser la plus forte intensité. Comme nous cherchons à maximiser l'énergie filtrée dans le nouveau référentiel, cette position calculée nous apparaît plus indiquée.

2.3.6 Résultats

Les résultats pour une ligne de récepteurs et deux diffractants sont présentés figure 20.

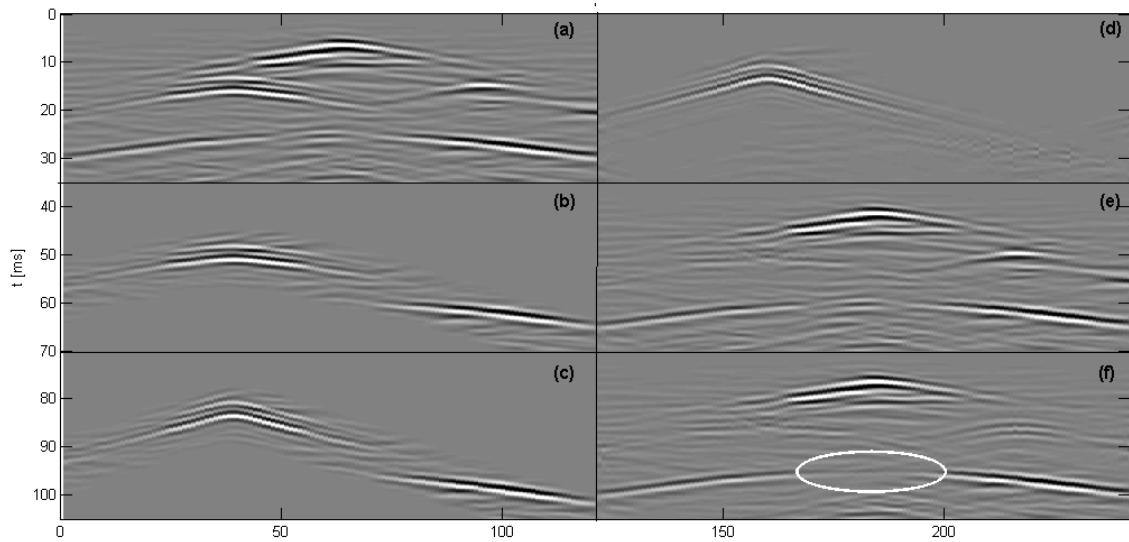


FIGURE 20: Etapes du filtrage (a) Données initiales après filtrage fk 3D (b) Onde diffractée isolée (c) Changement de repère par correction des retards (d) Filtrage fk 3D (e) Soustraction aux données de départ après correction inverse des retards (f) Résultats après application de la méthode au deuxième diffractant.

Tout d'abord, un filtre fk 3D a été appliqué pour filtrer les vitesses comprises entre 3 et 13 m/s, c'est à dire les ondes de surface. Le résultat est donné figure 20(a). Dans un premier temps, le diffractant visé est isolé temporellement grâce aux estimations de position et de vitesse des ondes de surface faites précédemment [fig. 20(b)]. Pour l'ensemble du traitement, une vitesse de 8.5 m/s a été choisie. Dans un deuxième temps, on effectue le changement de référentiel par décalage des traces en utilisant la méthode présentée à la section précédente [fig. 20(c)]. Un nouveau filtrage fk 3D est appliqué à ces données afin d'isoler les ondes diffractées. Enfin, après un retour dans le premier référentiel, le signal diffracté par ce premier diffractant est soustrait des données initiales [fig. 20(e)]. L'application des toutes ces étapes au deuxième diffractant donne le résultat de la figure 20(f).

Ce premier filtrage montre une très bonne réjection du premier diffractant qui est le plus énergétique. La figure 21 montre que pour les traces les plus proches du diffractant, l'énergie des ondes diffractées est près de 50 dB au dessus du plancher de bruit. Pour le deuxième diffractant, on observe un peu plus d'énergie résiduelle. De plus, on constate une certaine détérioration du signal initial dans la zone marquée par une ellipse.

Plusieurs améliorations de la méthode sont envisageable. Pour diminuer l'énergie résiduelle, on peut envisager de modifier les vitesses en fonction de chaque diffractant. On se souvient par ailleurs que dans l'étape de localisation, le second diffractant laissait apparaître deux maximums. Nous avons centré notre algorithme sur le plus important. Une deuxième itération sur ce second diffractant est aussi envisageable.

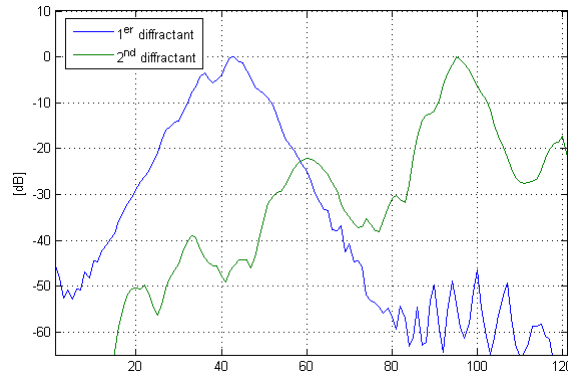


FIGURE 21: Energie des traces

Enfin, il faut rappeler que l'acquisition en *cross-spread* avait une qualité moindre, en particulier à cause du positionnement de la source. Nous ne pouvons pas corriger cela aisément mais ce défaut devrait s'estomper sur le terrain où récepteurs et sources sont positionnés avec précision par GPS.

Concernant la détérioration de signal, une modification assez simple de l'algorithme permet de s'en affranchir. Sur la figure 20(d) on voit que l'énergie du diffractant décroît assez rapidement quand on s'éloigne de l'apex. Pour les offsets les plus lointains, le signal paraît être principalement du bruit. Si on calcule l'énergie de chaque trace, on voit se confirmer ce point [fig. 21]. Les traces éloignées sont 30 à 50 dB moins énergétiques que celles voisines de l'apex. On peut donc se contenter de soustraire les traces les plus énergétiques.

Il est possible de déterminer visuellement quelles traces sont à conserver, mais différents algorithmes de seuillage peuvent intervenir. Dans notre cas, nous utilisons un algorithme qui part de la trace d'énergie maximum et qui évalue la diminution d'énergie pour les voisines. Tant

que l'énergie diminue - ou n'augmente pas d'un certain nombre de dB - on va chercher les traces suivantes. Si l'énergie augmente sensiblement d'une trace à la suivante, c'est que l'on arrive à un pallier de bruit et l'algorithme s'arrête. Le résultat figure 22(c) peut être comparé aux données initiales [fig 22(a)] et à la version précédente de l'algorithme [fig 22(b)] .

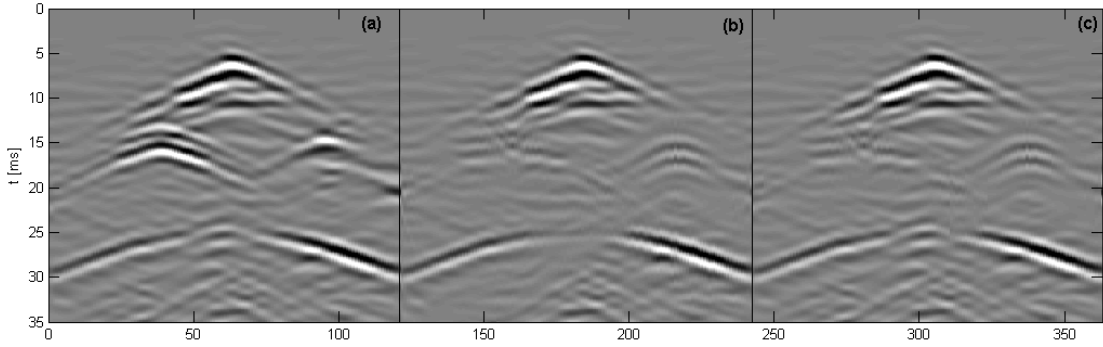


FIGURE 22: Comparaison des deux versions d'algorithme (a) Données initiales (b) Résultat de la première méthode proposée (c) Résultats incluant une sélection des traces soustraites.

Moyennant cette évolution du traitement, on constate que le signal qui avait disparu vers 25 ms au centre de la ligne est à nouveau présent.

3 Conclusion

Les expériences réalisées dans ce dernier chapitre ont permis d'acquérir des données d'excellentes qualités. Des phénomènes peu observés jusqu'ici, comme l'apparition de zones d'ombres au voisinage des diffractants, ont été détectés. Enfin, un algorithme permettant de diminuer de 30 à 50 dB l'énergie parasite de l'apex des diffractants a été testé avec succès. Tous ces résultats valident la pertinence des expérimentations en laboratoire. D'une part, les aléas de l'expérimentation permettent de détecter des phénomènes auxquels on ne pense pas forcément en simulation ou sur le terrain, d'autre part, la facilité de mise en oeuvre permet de mettre en place des dispositifs peu réalisables sur le terrain à moindre coûts.

Une adaptation de l'algorithme à un jeu de données terrains constituerait la suite logique de cette étude. Il faudrait compter avec un jeu de données bien plus conséquent (plusieurs dizaines, voire centaines de milliers de traces par *cross-spread*) et donc des capacités de calcul plus importantes. Mais la vraie difficulté viendra des aléas de la proche surface. D'une part, les disparités de vitesse peuvent être (bien) plus importantes que dans les gels. Le filtrage en vitesse est un algorithme relativement robuste mais qui pourra être insuffisant dans certaines régions particulièrement hétérogènes. D'autre part, les performances de l'algorithme dans le cas d'une grande quantité de diffractants reste une inconnue.

Ce sont autant de sujets qui peuvent être abordés à la fois en laboratoire et sur des données terrains et qui vont dans le sens d'une interaction entre les deux types d'études.

Conclusion générale

Dans ce travail, le premier objectif que nous avons atteint a été de valider un nouvel environnement de laboratoire pour des expériences à petites échelles. Nous avons été agréablement surpris par la qualité des mesures avec des rapports signal-sur-bruit de plus de 40 dB sur les premières arrivées des ondes propagées sans qu'il soit nécessaire de sommer des enregistrements. Ceci a permis de disposer d'une cadence d'acquisition importante avec des sources actives.

Spatialement, nous avons montré que l'utilisation de gels comme l'agar-agar permet de travailler avec des longueurs d'onde compatibles avec la taille des dispositifs. Le laser s'est révélé un excellent outil, propice à l'étude de dispositif géophysique nécessitant une grande densité de mesures. De fait, il permet d'échantillonner la surface du gel aussi finement que souhaité.

En passif, nous en sommes resté à un stade d'investigation - relativement avancé certes - mais les résultats montrent là aussi des perspectives intéressantes pour ce domaine en fort développement.

Le second objectif, plus ambitieux, était de mettre en œuvre de nouveaux algorithmes répondants à des besoins actuels de la prospection sismique. La méthode proposée en *monitoring* (partie IV) et celle de filtrage des diffractants (partie VI) répondent à cet objectif au niveau des données de laboratoire. Les résultats obtenus sont les suivants :

- validation à l'échelle du laboratoire d'une méthode de suivi des temps d'arrivées et de compensation des variations de vitesse de la surface
- validation à l'échelle du laboratoire et de données terrain du suivi des variations de lenteur
- proposition de dispositif terrain
- dépôt d'un brevet sur la méthode de suivi des variations à l'aide d'antennes et de compensation des variations de surface
- validation d'un dispositif d'acquisition spatiale à haute densité spatiale
- validation à l'échelle du laboratoire d'une nouvelle méthode de filtrage des diffractants
- dépôt d'un brevet sur la méthode de filtrage
- adaptation à un environnement de laboratoire de méthodes haute résolution en 5 dimensions.

Ces méthodes (en particulier celle de la partie VI) demandent à être validée plus largement sur des données terrains mais la rapidité de mise en œuvre en laboratoire milite en faveur de ce type de méthodologie. Nous avons pu également aller plus loin sur des méthodes connues en adaptant des algorithmes de haute résolution à des dispositifs d'antenne source et réception 2D.

Perspectives

Pour aller plus loin à l'échelle du laboratoire, on peut chercher à repousser une des limites rencontrées dans notre étude pour être face à un nouveau champ d'investigation.

Des environnement plus maîtrisés ou plus équipés (positionnement automatique des sources, salle thermostatée, amplificateurs...) devraient permettre de gagner en performances. On peut mentionner la cadence des acquisitions en sismique, la précision et la densité spatiale des sources ou la précision de mesure de temps d'arrivée.

L'utilisation de gels un peu plus grands et l'automatisation du déplacement des sources devraient permettre de se lancer dans la validation de dispositif d'acquisition nouveaux. En 3D comme en 4D, on observe actuellement une tendance nouvelle mettant en avant des dispositifs avec des répartitions de sources ou de récepteurs par « *patch* » (des quadrilatères en général) à la place du *cross-spread*. La mise en œuvre de tels dispositifs à l'échelle du laboratoire pourrait se

faire en quelques semaines une fois l'automatisation des sources réalisées alors que sur le terrain, il faudrait mobiliser un laboratoire, des équipes, une logistique, le tout sur plusieurs mois.

Si on compte qu'une journée de test terrain bien négociée représente environ 20 000 euros, le coût du matériel utilisé pendant ces trois ans représente 4 à 5 jours de test. La comparaison pour le financement d'une thèse de 3 ans est laissée à l'appréciation du lecteur.

L'acquisition terrestre n'est pas la seule à pouvoir disposer de tels environnement. Le projet Delphi réalise ce genre d'étude en environnement marine. Si on compare la mise en place d'un dispositif de laboratoire au coût du déplacement d'un navire, cela seul suffit à valider l'intérêt de ce type d'étude.

La possibilité d'activer 8 ou 10 sources en parallèles avec davantage d'amplificateurs ouvre le champ d'acquisition passive haute densité. Ces techniques encore peu utilisées en géophysique sont appelées à progresser et leur utilisation importante en sismologie génère encore de nombreux axes de recherche.

La stabilisation de la température du gel avec un environnement thermostaté permettrait de suivre des variations de temps d'arrivée, de lenteur ou d'amplitude plus fines. Avec une plus grande densité de sources et de récepteurs, une imagerie 4D deviendrait possible.

Ainsi, en parallèle d'autres méthodes, les expériences à petites échelles sont à même de nourrir l'imagination de nombreux chercheurs pour améliorer les méthodes de la sismique pétrolière ou de la sismologie.

Annexe A

Interférométrie sismique

Dans cette annexe, l'introduction est issue des résultats synthétisés par [Wapenaar et al. 2010] que nous illustrons ensuite dans le cas de notre environnement de laboratoire. L'interférométrie sismique a connu un fort développement depuis les travaux de [Schuster 2001] et de [Bakulin et Calvert, 2004]. L'idée de base est de retrouver la fonction de Green d'un milieu entre deux récepteurs en corrélant les signaux reçus à chaque récepteur. Des adaptations de ces techniques ont été développées en sismologie [Campillo et Paul 2003, Shapiro et Campillo 2004] comme en exploration.

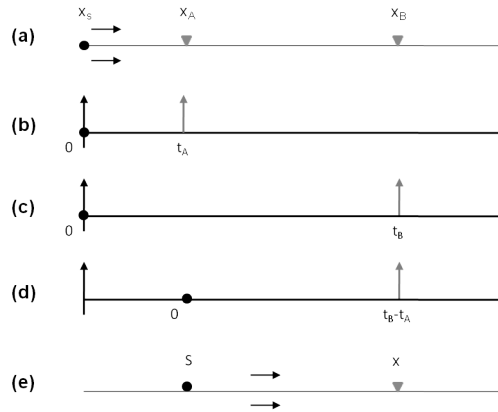


FIGURE 23: Interférométrie 1D. (a) Onde plane émise par une source impulsive en x_s à $t=0$ et se propageant selon l'axe des x (b) Réponse observée par un récepteur en x_A (c) Réponse observée par un récepteur en x_B (d) Cross-corrélation des réponses obtenues en x_A et x_B .

La figure 23(a) représente - en une dimension - une onde plane se dirigeant vers deux récepteurs A et B. On suppose que le signal émis est un dirac. Les figures 23(b) et (c) représentent les réponses qui seraient enregistrées par deux récepteurs disposés aux abscisses x_A et x_B . Si l'origine des temps correspond au moment où l'onde est émise en S ($x=0$) on obtient une réponse aux instants t_A et t_B pour le premier puis le second récepteur. Si l'on effectue la corrélation des signaux enregistrés, on obtient un dirac à l'instant $t_B - t_A$. On remarque que le signal corrélés est équivalent au signal qui aurait été enregistré en x_B dans le cas d'une source émettant en x_A . La figure (e) représente le dispositif équivalent.

Cet exemple montre en une dimension que la corrélation des signaux enregistrés à deux récepteurs permet de retrouver la réponse impulsionnelle du milieu à partir d'une source quelconque. La source peut être une source artificielle maîtrisée. Mais l'intérêt principal de la méthode réside dans le fait qu'on peut utiliser des sources naturelles. Aux fréquences classiquement utilisées en sismologie - de 0.01 Hz à quelques Hz - le vent et la houle constituent des sources parfaitement utilisables [Sens-Schönfelder and Wegler 2006, Shapiro et al. 2005, Rivet 2011]. Dans le cas d'une utilisation de sources naturelles - ou plus généralement de sources non maîtrisées par le dispositif - on parlera de sismique passive.

La bonne reconstitution des fonctions de Green suppose une certaine distribution de sources. La définition d'une zone au sein de laquelle les contributions des sources à la reconstitution de la

fonction de Green sont cohérentes a été introduite par [Snieder 2004]. On parle alors de « zone de cohérence ». Des résultats expérimentaux ont montré cet aspect de la méthode en océanographie [Roux et al. 1996] ou en géophysique [Gouédard et al. 2008a]. Sans entrer dans les détails, car ce n'est pas l'objet de notre étude, on peut simplifier les choses en disant qu'il est nécessaire d'avoir des sources au voisinage des trajets joignant les deux récepteurs dont les signaux sont corrélés.

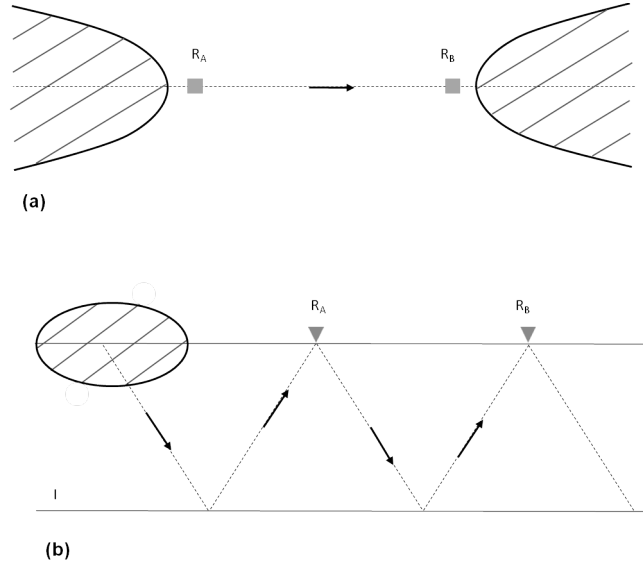


FIGURE 24: Distribution des sources R : récepteur. I interface. En hachuré : zones de cohérence (a) Cas d'une onde de surface d'après [Snieder 2004] (b) cas d'une onde de volume.

La figure 24(a) montre l'allure de cette zone pour des ondes de surface se propageant entre deux récepteurs en surface. Pour des ondes de volume, la figure 24(b) montre à l'aide d'une coupe verticale, les zones dans lesquelles on doit disposer de sources pour reconstituer la réponse du milieu en profondeur.

Pour le cas des ondes de volume, une conséquence de l'application de la sismique passive apparaît immédiatement. Pour une onde se réfléchissant à l'interface I , le trajet parcouru par l'onde de volume passant pas les deux récepteurs R_A et R_B est deux fois plus long que dans le cas d'une source émettant à l'emplacement de R_A et dont le signal serait enregistré en R_B . Dans cette disposition qui est celle de nos expériences en laboratoire, les ondes de volume sont défavorisées du fait du doublement du trajet et de l'augmentation de l'atténuation qui en résulte.

Annexe B

Origine des variations de vitesse

Dans cette section, nous montrons qu'en cas de faibles variations de vitesse à la proche surface, la modification de trajet qui en résulte peut-être négligée.

Nous considérons la réflexion d'une onde de volume - telle que représentée à la figure 25 - à une profondeur h . Nous divisons la couche d'épaisseur h en deux sous couches d'épaisseur h_1 et h_2 telles que la variation de vitesse n'affecte que la couche h_1 . La vitesse des ondes dans le volume est V , sauf dans la couche d'épaisseur h_1 où elle vaut $V+dV$. L'angle d'incidence pour l'onde réfléchi à l'interface est θ . En présence de la variation de vitesse dV , le trajet de l'onde allant de la source S au récepteur R est modifié et l'angle θ varie des quantités $d\theta_1$ et $d\theta_2$ de part et d'autre de l'interface limitant la zone impactée par la variation de vitesse.

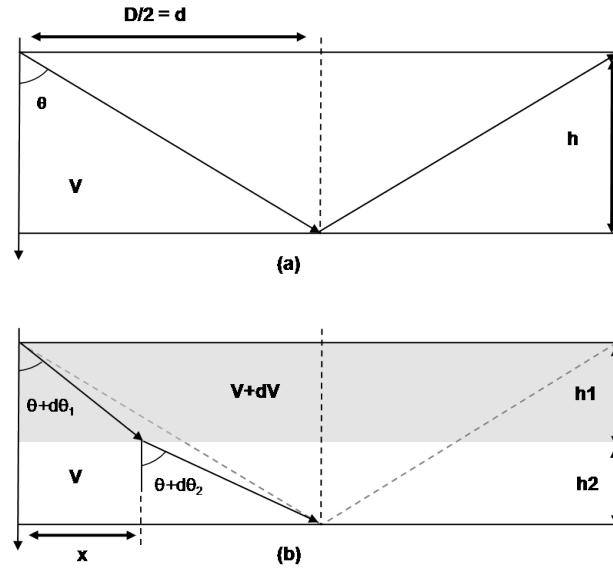


FIGURE 25: Impact de la variation de vitesse

En considérant que la vitesse sur la profondeur h est V est qu'elle varie de dV sur la hauteur h_1 , on peut écrire la variation de temps d'arrivée de l'onde représentée sur un demi-trajet :

$$dt = \frac{h_1}{\cos(\theta + d\theta_1)} \frac{1}{V + dV} + \frac{h_2}{\cos(\theta + d\theta_2)} \frac{1}{V} - \frac{h_1}{\cos\theta} \frac{1}{V}$$

En développant au premier ordre $\cos(\theta + d\theta) \approx \cos\theta - d\theta \sin\theta = \cos\theta(1 - d\theta \tan\theta)$ on obtient :

$$dt = \frac{1}{V \cos(\theta)} \left[h_1 \left(\tan\theta d\theta_1 - \frac{dV}{V} \right) + h_2 \tan\theta d\theta_2 \right]$$

Comme $t = h/V \cos(\theta)$ on peut écrire :

$$\frac{dt}{t} = \left(\frac{\tan\theta}{h} (h_1 d\theta_1 + h_2 d\theta_2) - \frac{h_1}{h} \frac{dV}{V} \right) \quad (1)$$

Dans l'équation le terme en dV/V représente le délais due à la variation de vitesse dV le long du trajet initial tandis que le terme en $d\theta$ représente la variation de trajet. Cette dernière expression peut-être évaluée.

Si on considère le demi offset d , avant la variation de vitesse on a :

$$\tan\theta = d/h \quad (2)$$

Après variation de la vitesse, si on considère l'abscisse x du point d'inflexion du trajet à l'interface on a :

$$\tan(\theta + d\theta_1) = x/h \quad (3)$$

$$\tan(\theta + d\theta_2) = (d - x)/h \quad (4)$$

Le développement de la tangente au premier ordre pour $d\theta \ll \theta$ donne : $\tan(\theta + d\theta) \approx (\tan\theta + d\theta)/(1 + d\theta\tan\theta) \approx (\tan\theta + d\theta)(1 - d\theta\tan\theta)$.

En combinant ce résultat avec les équations 3 et 4 et en négligeant les termes du second ordre, on obtient :

$$x = h_1 \tan(\theta + d\theta_1) = d - h_2 \tan(\theta - d\theta_2) \quad (5)$$

En utilisant l'équation 2 et $h = h_1 + h_2$ il résulte :

$$h_1 d\theta_1 + h_2 d\theta_2 = 0 \quad (6)$$

Ainsi, dans le calcul de la variation de temps d'arrivées liée à une faible variation de vitesse en surface, le terme lié à la modification du trajet est négligeable au premier ordre. En conclusion, dans l'équation 1, le terme en dV/V est prépondérant, soit :

$$\frac{dt}{t} = - \frac{h_1}{h} \frac{dV}{V} \quad (7)$$

Annexe C

Calcul de décalage temporel

Dans cette partie, nous introduisons deux méthodes de calculs des variations temporelles.

La première se fait via la corrélation de deux signaux dont on veut connaître le décalage. On peut montrer que celui-ci est donné par le temps du maximum de corrélation. Dans le second cas, on s'intéresse à la différence de deux signaux et on minimise l'erreur quadratique de la différence via la méthode du gradient.

Corrélation de signaux

La corrélation de signaux est une méthode connue. Si deux signaux sont décalés, leur transformée de Fourier ne diffère que par la phase.

Soit $a(t)$ le signal de référence, $x(t)$ le signal décalé, $A(f)$ et $X(f)$ leur transformée de Fourier et t_o leur décalage. On a :

$$x(t) = a(t - t_o)$$

et

$$X(f) = A(f)e^{-2i\pi ft_o}$$

leur corrélation est donnée par :

$$\Gamma_{a,x}(\tau) = a(t) * x(t)$$

Elle peut-être calculée dans le domaine de Fourier selon :

$$\Gamma_{a,x}(\tau) = TF^{-1} [A(f)X^*(f)] = TF^{-1} [A(f)A^*(f)e^{-2i\pi ft_o}] = TF^{-1} [A(f)A^*(f)] * TF^{-1} [e^{-2i\pi ft_o}]$$

On reconnait la fonction d'autocorrélation de $a(t)$ multipliée par un dirac soit :

$$\Gamma_{a,x}(\tau) = \Gamma_{a,a}(\tau) * \delta(\tau - t_o)$$

ou encore :

$$\Gamma_{a,x}(\tau) = \Gamma_{a,a}(\tau - t_o)$$

La corrélation de $a(t)$ et $x(t)$ est donc égale à l'autocorrélation de $a(t)$ décalée de t_o . Le maximum de l'autocorrélation $\Gamma_{a,a}(\tau)$ de $a(t)$ est en 0. Si on obtient le temps du maximum de $\Gamma_{a,x}(\tau)$, il correspond à t_o c'est à dire le décalage entre les deux signaux. Dans la pratique, on obtient ce temps via une interpolation d'ordre deux du signal $\Gamma_{a,x}(\tau)$ échantillonné.

Minimisation de l'erreur quadratique

La première méthode est assez robuste et fonctionne bien. Néanmoins, en cas de décalage très faible, on peut être amené à essayer d'améliorer le calcul des décalages. Une solution existe dans le domaine temporel, par minimisation de l'erreur quadratique d'un signal de référence $a(t)$ et du signal décalé $x(t)$. On suppose ces deux signaux échantillonnés aux instants t_i avec $i = [1..N]$. On cherche à calculer t_o que l'on initialise à \hat{t}_o . L'estimation \hat{t}_o peut-être calculée à l'aide d'un autre algorithme tel que celui présenté à la section précédente ou peut être déterminé arbitrairement. On calcule ensuite l'erreur quadratique :

$$e(\hat{t}_o) = \sum_{i=1}^N (a(t_i) - x(t_i - \hat{t}_o))^2$$

On va ensuite faire changer la valeur \hat{t}_o en l'augmentant ou la diminuant d'une quantité dt pour diminuer cette erreur. On utilise la méthode du gradient : on calcule le gradient de e au point \hat{t}_o .

S'il est négatif, on calcule $e(\hat{t}_o - dt)$ à l'aide de $x(t_i - \hat{t}_o + dt)$ sinon $e(\hat{t}_o + dt)$. On itère ensuite jusqu'à vérifier une condition pour $\hat{t}_{o,n}$ en notant $\hat{t}_{o,n}$ la valeur de \hat{t}_o à l'itération n .

Une condition pourrait être sur la valeur de $e(t)$. Mais il n'est pas aisée de déterminer une valeur minimum car l'ordre de grandeur peut varier en fonction du bruit.

L'algorithme est stoppé si :

1. la différence des erreurs passe sous un certain seuil : $|e(\hat{t}_{o,n+1}) - e(\hat{t}_{o,n})| < \epsilon$
2. on dépasse un nombre fixé d'itération : $n > N_{it}$

Il peut arriver que l'algorithme "s'enlise". C'est à dire qu'il oscille indéfiniment entre deux valeurs autour du minimum sans que la première condition ne soit vérifiée. Cette situation est détectée par l'algorithme qui va alors diviser par deux la quantité dt et permettre que l'on se rapproche à nouveau du minimum.

Annexe D

Dans notre méthode de compensation de retards liée à la proche surface, nous avons considéré que la vitesse du milieu était constante. Selon les résultats de la partie IV, pour une vitesse variant de $V(z)$ à $v(z) + dV(z)$, le retard additionnel sur un demi trajet pour l'onde x est donné par l'équation :

$$\delta t_x = -\frac{\delta z}{\cos\theta_x} \frac{dV(z)}{V(z)^2} \quad (8)$$

Avec une vitesse variable d'une antenne à l'autre mais constante sous l'antenne, on aura deux variations :

$$\delta t_{x,s} = -\frac{\delta z}{\cos\theta_{x,s}} \frac{dV_s(z)}{V_s(z)^2} \quad (9)$$

à la source et :

$$\delta t_{x,r} = -\frac{\delta z}{\cos\theta_{x,r}} \frac{dV_r(z)}{V_r(z)^2} \quad (10)$$

en réception.

On fait l'hypothèse que les variations de vitesse de la proche surface sont globales, soit : $\frac{dV_r(z)}{V_r(z)} = \frac{dV_s(z)}{V_s(z)}$. Dans ce cas il existe un coefficient $\alpha_x = \frac{\cos\theta_{x,s}}{\cos\theta_{x,r}} \frac{V_s(z)}{V_r(z)}$ tel que $\delta t_{x,r} = \alpha_x \delta t_{x,s}$.

On montrerait avec le même raisonnement que les variations de temps d'arrivées par demi-trajet pour les ondes B et C sont liées. Ainsi côté source

$$dt_{C,s} = \frac{\cos\theta_{B,s}}{\cos\theta_{C,s}} dt_{B,s} \quad (11)$$

Et de même côté réception en remplaçant s par r. Dans cette hypothèse, les temps de trajets dans la couche supérieure de part et d'autre du point de réflexion ne sont plus identiques. Pour $x = B$ ou C , on a $d_{x,r} = \frac{\sin\theta_{x,s}}{\sin\theta_{x,r}} d_{x,s}$. En divisant par les vitesses il vient :

$$\frac{t_{x,r}}{t_{x,s}} = \frac{V_s \sin\theta_{x,s}}{V_r \sin\theta_{x,r}}$$

En posant $\beta_x = \frac{V_s \sin\theta_{x,s}}{V_r \sin\theta_{x,r}}$ on obtient $t_{x,r} = \beta_x t_{x,s}$. L'équation 11 pour la proche surface peut s'exprimer en variation relative de temps d'arrivées :

$$\frac{dt_{C,s}}{t_{C,s}} = \frac{\cos\theta_{B,s}}{\cos\theta_{C,s}} \frac{dt_{B,s}}{t_{B,s}} \quad (12)$$

En écrivant $dt_x = dt_{x,s} + dt_{x,r}$ et $t_x = t_{x,s} + t_{x,r} = t_{x,s}(1 + \beta_x)$ et en utilisant l'équation 11 on aboutit à :

$$\frac{dt_C}{t_C} = \frac{dt_{C,s}(1 + \alpha_C)}{t_{C,s}(1 + \beta_C)} = \frac{(1 + \alpha_C)}{(1 + \beta_C)} \frac{\cos\theta_{B,s}}{\cos\theta_{C,s}} \frac{dt_{B,s}}{t_{B,s}} \quad (13)$$

Et pour finir :

$$\frac{dt_C}{t_C} = \frac{(1 + \beta_B)}{(1 + \alpha_B)} \frac{(1 + \alpha_C)}{(1 + \beta_C)} \frac{\cos\theta_{B,s}}{\cos\theta_{C,s}} \frac{dt_B}{t_B} \quad (14)$$

On peut donc conclure que pour des variations relatives de vitesse homogènes, il existe un coefficient de proportionnalité liant les variations relatives de temps d'arrivées des ondes B et C.

Références

- [Aki and Richards 1981] K. Aki, et P. G. Richards, 1981, Quantitative Seismology, University Science Books
- [Zorgani 2012] A. Zorgani, 2012, Etude de dispositif d'acquisition géophysique à l'échelle du laboratoire (actif et passif). Traitement des données pour la séparation des ondes par la double formation de voies. Mémoire de Master 2.
- [Baeten en Ziolkowski 1990] G. Baeten et A. Ziolkowski, 1990, The vibroseis source, Advances in exploration geophysics, Elsevier
- [Bakulin et Calvert, 2004] A. Baklin and R. Calvert, 2004, Virtual source : new method for imaging and 4D below complex overburden : 74th Annual International Meeting, SEG, Expanded abstracts, 2477-2480.
- [Barkved et al. 2005] Barkved, O. I, Buer, K., Kristiansen, T. G., Kjelstadli, R. M., Kommedal, J. H., 2005, Permanent seismic monitoring at the Valhall field, Norway, IPTC 10902.
- [Benech et al. 2009] N. Benech, S. Catheline, X. Brum, T. Gallot et C. Negreira, 2009, 1-D Elasticity Assessment in Soft Solids from Shear Wave Correlation : The Time-Reversal Approach, IEEE Transaction on Ultrasonic Ferroelec., **56**(11)
- [Benesty et al. 2008] Benesty, J., Chen, J., Huang, Y., Microphone array signal processing, Springer, 2008.
- [Blacquière et van Veldhuizen 2003] G. Blacquière and E. van Veldhuizen, 2003, Physical Modeling Versus Numerical Modeling Authors, 73th Annual International Meeting, SEG, Expanded abstracts, 26-31.
- [Bodet et al. 2005] L. Bodet, K. Van Wijk, A. Bitri, O. Abraham, G. Grandjean, P. Cote et D. Leparoux, 2005, Surface wave dispersion inversion when the 1D assumption breaks down, Journal of Environmental and Engineering Geophysics, **10**(2), 151-162
- [Bracewell 1957] R. N. Bracewell, 1957, Antenna problems in radio astronomy, IRE National Convention Record, **5**, 68-71
- [Brenguier et al. 2008a] F. Brenguier, N.M. Shapiro, M. Campillo, V. Ferrazzini, Z. Duputel, O. Coutant and A. Nercissian ; Nature. Geosciences. **1**, 126-130, 2008.
- [Brenguier et al. 2008b] F., Brenguier, M., Campillo, C., Hadziioannou, N., Shapiro, R.M. Nadeau and E. Larose, 2008, Postseismic relaxation along the San Andreas fault at Parkfield from continuous seismological observations, Science **321**, 1478-1481.
- [Bretaudeau et al. 2008] F. Bretaudeau, D. Leparoux and O. Abraham, 2008, Small scale adaptation of the seismic full waveform inversion method - Application to civil engineering applications, Acoustics
- [Bretaudeau 2010] F. Bretaudeau, 2010, Modélisation physique à échelle réduite pour l'adaptation de l'inversion des formes d'ondes sismiques au génie civil et à la subsurface. Thèse de l'Université de Nantes
- [Brown 1899] S.G. Brown British patent 14449
- [de Cacqueray et al. 2011] B. de Cacqueray, P. Roux, M. Campillo S. Catheline and P. Boue, 2011, Elastic-wave identification and extraction through array processing : An experimental investigation at the laboratory scale : Journal of Applied Geophysics. **74**, 81-88. doi : 10.1016/j.jappgeo.2011.04.005.

- [de Cacqueray et al. 2012] B. de Cacqueray, P. Roux and M. Campillo, 2012, Multiple observables 4D monitoring and compensation, 74th EAGE Conference and Exhibition.
- [de Cacqueray et al. 2013] B. de Cacqueray, P. Roux, M. Campillo, S. Catheline, 2013, Tracking of velocity variations at depth in the presence of surface velocity fluctuations, *Geophysics*, **78**(1)
- [Campillo et Marchand 2002] M. Campillo and F. Lemarchand, 2002, Les clés de lecture du désordre terrestre, *La Recherche Hors –Série*, 9, p 62-65
- [Campillo et Paul 2003] M. Campillo and A. Paul, 2003, Long range correlations in the diffusive seismic coda, *Sciences*, **299**, 547-549.
- [Campman et al. 2005] X. H. Campman, K. van Wijk, J. A. Scales, G. C. Herman, 2005. Imaging and suppressing near-receiver scattered surface waves. *Geophysics* **70**(2), V21–V29. doi :10.1190/1.1884831.
- [Canales 1984] L. L. Canales, 1984, Random noise reduction, 54th Annual International Meeting, SEG, Expanded Abstracts, 525-527
- [Capon 1969] J. Capon, 1969, High-resolution frequency-wavenumber spectrum analysis Proceeding IEEE, **57**, 1408-1418.
- [Carpenter 1965] E. W. Carpenter, 1965, An historical review of seismoter array development, Proceeding of IEEE, **53**, 1816-1821
- [Catheline et al. 1999] S. Catheline, J.-L. Thomas, F. Wu and M. Fink, 1999, Diffraction field of a low frequency vibrator in soft tissues using transient elastography IEEE Trans. Ultrason., Ferroelec., Freq. Contr. **46**(4), pp 1013-1019
- [Catheline et al. 2004] S. Catheline, J.-L. Gennisson, G. Delon, M. Fink, R. Sinkus, S. Abouelkaram and J. Culioli, 2004, Measurement of viscoelastic properties of homogeneous soft solid using transient elastography : an inverse problem approach, *Journal of Acoustical Society of America*, **116**(6), 3734-3741
- [Chambers et al. 2009] K. Chambers, J.-M. Kendall, S. Brandsberg-Dahl et J. Rueda, 2009, The detectability of microseismic events using surface arrays, Workshop on passive seismic, 22-25 March, EAGE.
- [Claerbout 1970] J.F. Claerbout, 1970, Coarse grid calculation of wave in inhomogeneous media with application to delineation of complicated seismic structures, *Geophysics*, **35**, 407-418.
- [Corciulo et al. 2012] M. Corciulo, P. Roux, M. Campillo, D. Dubucq and W. A. Kuperman, 2012, Multiscale matched-field processing for noise-source localization in exploration geophysics, *Geophysics*, **77**, 33-41,
- [Cotton et al. 2012] J. Cotton, E. Forgues, J.C. Hornman, 2012, Land Seismic Reservoir Monitoring : Where is the steam going? 82th Annual International Meeting, SEG, Expanded Abstracts
- [Davies et al. 1971] D. Davies, E. J. Kelly and J. R. Filson, 1971, Vespa process for analysis of seismic signals, *Nature Physical Sciences*, **232**, 8-13
- [Dzieciuch 2001] M.A. Dzieciuch, P.F. Worcester and W. H. Munk, 2001, “Turning point filters : Analysis of sound propagation on a gyre-scale,” *Journal of Acoustic Society of America* **110**, 135–149.
- [Embree 1968] P. Embree, 1968, Diversity seismic record stacking method and system, US Patent 3 398 396

- [Esmeroy 1988] C. Esmeroy, 1988, Velocity estimation from offset VSPs using direct P- and converted SV-waves. 58th Annual International Meeting, SEG, Expanded Abstracts, 538-541
- [Eudes 2004] Eude, M., 2004, Etude expérimentale de la propagation d'une onde acoustique dans un milieu atténuant en présence d'hétérogénéité :PhDThesis. Université Claude Bernard – Lyon I, 144 pp.
- [Evans et al. 1981] J.E. Evans, J.R. Johnson, D.F. Sun, 1981, High resolution angular spectrum estimation techniques for terrain scattering analysis and angle of arrival estimation. ASSP Workshop on spectral estimation.
- [Fink et al. 2000] M. Fink, D. Cassereau, A. Derode, C. Prada, P. Roux, M. Tanter, J-L Thomas and F. Wu, 2000, Time reversal acoustics
- [Forgues et al. 2011] E. Forgues, E. Schissellé-Rebel and J. Cotton, 2011, Simultaneous active/passive seismic monitoring of steam assisted heavy oil production ; 73rd EAGE Conference and Exhibition.
- [Friedlander 1990] B. Friedlander, 1990, A sensitivity analysis of the MUSIC algorithm, IEEE Transactions on acoustic signal processing ; **38**(10)
- [Friis 1925] H.T. Friis, 1925, A new directionnal receiving system **6**, 685-707.
- [Frost 1926] R. M. Foster, 1926, Directive diagrams of antenna arrays, Bell system Technology, **5**, 292-307.
- [Fukushima et al. 2009] Y. Fukushima, O. Nishizawa and H. Sato, 2009, A Performance Study of a Laser Doppler Vibrometer for Measuring Waveforms from Piezoelectric Transducers. IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, **56**(7)
- [Garrett 2012] M. A. Garrett, 2012, Radio Astronomy Transformed : Aperture Arrays – Past, Present & Future, Proceedings of Science.
- [Glangaud and Mari] F. Glangaud and J-L. Mari, 1994, Wave Separation. Part two : Applications, Oil and Gas Sciences and Technologies - IFP Energies nouvelles, **49**, 21-61
- [Gouédard 2008b] P. Gouédard, 2008, Techniques de corrélations : aspects méthodologiques et applications à la sub-surface, Université Joseph Fourier, Mémoire de Thèse
- [Gouédard et al. 2008a] P. Gouédard, P. Roux, M. Campillo, A. Verdel 2, 2008, Convergence of the two-point correlation function toward the Green's function in the context of a seismic-prospecting data set, Geophysics **73**(6), 47-53 ,
- [Grenier et al. 1993] D. Grenier, G.Y. Delisle, B. Philibert, 1993, Identification superrésolutive de sources corrélées par décomposition de la base du sous-espace source estimé, Traitement du signal, **10**(1).
- [Hadziioannou et al. 2011] Hadziioannou, C., Larose. E., Baig, A., Roux, P. and Campillo, M. 2011, Improving temporal resolution in ambient noise monitoring of seismic speed : Journal of Geophysical Research, **116**, B07304, doi :10.1029/2011JB008200.
- [Hagedorn 1954] J.G. Hagedorn, 1954, A Process of Seismic Reflection Interpretation : Geophysical Prospecting, **2**, 85-127.
- [Hayashi et Nishizawa 2001] K. Hayashi and O. Nishizawa (2001). Laboratory studies of surface waves using a laser doppler vibrometer. 5th International Symposium on Recent Advances in Exploration Geophysics , 1–8.

- [Herrmann 1981] Herrmann, 1981, Computer programs in seismology, Saint Louis University, <http://www.eas.slu.edu/eqc/eqccps.html>
- [Hornman et al. 2012] K. Hornman and J. van Popta, 2012, Quantitative Reservoir Monitoring of Thermal EOR with Time-lapse Seismic, 74th EAGE Conference & Exhibition, Extended abstracts.
- [Iturbe 2010] I. Iturbe, 2010, Tomographie acoustique haute résolution dans un guide d'onde océanique, Université Joseph Fourier, Mémoire de Thèse
- [Klinkosz et al. 2008] T. Klinkosz, C.J. Lewa and J. Paczkowski, 2008, Propagation velocity and attenuation of a shear wave pulse measured by ultrasound detection in agarose and polyacrylamide, *Ultrasound in Medicine & Biology*, **34**(2), 265–275,
- [Krim et Viberg, 1996] H Krim et M. viberg, 1996, Two decades of Array processing, *IEEE Signal processing magazine*.
- [Krüger et al. 1993] F. Krüger, M. Weber, F. Scherbaum, and J. Schlittenhardt, 1993, Double beam analysis of anomalies in the core mantle boundary region, *Geophysical research letters*, **30**, 1475-1478.doi :10.1029/93GL01311.
- [Krüger et al. 1996] F. Krüger, M. Weber, F. Scherbaum, and Schlittenhardt, 1996, Analysis of asymmetric multipathing with a generalization of the double-beam method : *BSSA*, **86**, 737-749.
- [Le Meur et al. 2010] D. Le Meur, N. Benjamin, L. Twigger, K. Garceran, L. Delmas and G. Poulain, 2010, Adaptive attenuation of surface-wave noise , *First Break*, **28**.
- [Le Meur et Traonmilin] David Le Meur and Yann Traonmilin, 2008, Adaptive Noise Attenuation, 78th Annual International Meeting, SEG, Expanded Abstracts.
- [Le Touzé et al. 2011] G. Le Touzé, B. Nicolas, P. Roux et J.I. Mars, 2011 Double Multiple Signal Characterization Active Large Band (D-MUSICAL) for extration of observables in Acoustic Tomography, *Acoustic Society of America* **11**.
- [Liu et Weiss 2010] Wideband beamforming, 2010, Wiley series on wireless communications and mobile computing.
- [Lo et Lee 1993] Y. Lo et S. Lee, 1993, *Antenna Handbook : Antenna theory*, by Von Nostrand Rheinhold Company, New York.
- [Mc Kay et al. 2003] S. McKay, J. Fried and C. Carvill, 2003 The impact of water-velocity variations on deepwater seismic data; *The Leading Edge*, **22**, 344-350. doi : 10.1190/1.1572088
- [Marcos 1998] Sylvie Marcos, 1998, *Les méthodes à haute résolution*, Hermes, 783 pages.
- [Mari et al. 2001] J-L. Mari, F. Glangeaud, F. Coppens, 2001, *Traitement du signal pour géologues et géophysiciens*, Volume 1.
- [Mars et al. 1987] J. Mars, F. Glangeaud, J-L. Lacoume, J.-M. Fourman and S. Spitz, 1987, Signal-preserving random noise attenuation by the f-x projection, 56th Annual International Meeting., Atlanta, SEG Expanded Abstracts, 489-492.
- [Mars et al. 2004] J. Mars, J.-L. Glangeaud and J.-L. Mari, 2004, Advanced signal processing tools for dispersive waves, *Near-surface Geophysics*, 199-210.
- [Meunier et al. 1997] J. Meunier, F. Huguet and J.M. Michel, 1997, Determining acquisition parameters time-lapse seismic recording : 59th EAGE Conference and Exhibition, Extended Abstract.

- [Meunier 1999] J. Meunier, 1999, 3D geometry, velocity filtering and scattered noise : 69th Annual International Meeting, SEG, Expanded Abstracts, 1216-1219.
- [Meunier 2011] J. Meunier, 2011, Seismic Acquisition from Yesterday to Tomorrow, SEG-EAGE, Distinguished Instructor Series, **14**.
- [Miller et Pursey 1954] G.F. Miller et H. Pursey, 1954 The field and radiation impedance of mechanical radiators on a free-surface of a semi-infinite isotropic solid, 1954, Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences ; 521-541
- [Neidel et Tanner 1971] Neidell, N. and M. T. Tanner, 1971, Semblance and other coherency measures for multichannel data. Geophysics, **36**, 482-497.
- [Noel 2004] C. Noel, 2004, Méthode temporelle d'identification de sources sonores bruyantes en milieu industriel. Mémoire de Thèse, INRS.
- [Opoku et al. 2006] A. Opoku, L.G. Tabil, B. Crerar et M.D. Shaw, 2006, Thermal conductivity and thermal diffusivity of timothy hay, Canadian Biosystems Engineering
- [Ozbek 2000] A. Ozbek, 2000, Adaptive beamforming with generalized linear constraints, SEG Annual Meeting.
- [Pica et al. 2005] A. Pica, G. Poulain, B. David, M. Magesan, S. Baldock, T. Weisser, P. Hugonet and P. Herrmann, 2005, 3D surface-related multiple modeling, principles and results, 75th Annual International Meeting, SEG, Expanded Abstracts, 2080-2083.
- [Poli et al.] P. Poli, M. Campillo, H. Pedersen and the Lapnet Working Group, 2012, Body wave imaging of the Earth's mantle discontinuities from ambient seismic noise, Science **338**, 1063-1066.
- [Poupinet et al. 1984] G. Poupinet, W.L. Ellsworth, and J. Frechet, 1984, Monitoring velocity variations in the crust using earthquake doublets : An application to the Calaveras fault, California : Journal of Geophysical Research, **155**, 1021-1041.
- [Rickett et Lumley 1998] J Rickett, and D.E. Lumley, 1998, A cross equalization processing flow for off-the-shelf 4D seismic data : 68th Annual International Meeting, SEG, Expanded Abstract.
- [Ritzwoller et al. 2011] M. H. Ritzwoller , F.C. Lin, W. Shen, 2011, Ambient noise tomography with a large seismic array, Compte-rendu géosciences, 13 pages.
- [Rivet 2011] D. Rivet, 2012, Mémoire de Thèse, Univeristé Joseph Fourier.
- [Ross et al. 1996] C.P. Ross, G.B. Cunningham and D.P. Weber, 1996, Inside the cross-equalization black box : The Leading Edge **15**, 1233-1240.
- [Rost et Thomas 2008] S. Rost and C. Thomas, 2008, Array Seismology : methods and applications Review of Geophysics, **40**(3), 1008 doi :10.1029/2000RG000100.
- [Roux et al. 2008] P. Roux, B.D. Cornuelle, W.A. Kuperman and W.S. Hodgkiss, 2008, The structure of raylike arrivals in a shallow-water waveguide : Journal of American Acoustic Society, **124**, 3430-3439.
- [Roux et al. 1996] P. Roux, W.A. Kuperman, NPAL Group, 1996, Extracting coherent wave fronts from acoustic ambient noise in the ocean. Journal of Acoustical Society of America **116**(4).
- [Royer et Dieulesaint 1996] D. Royer et E. Dieulesaint, 1996, Ondes élastiques dans les solides - Tome 1, Masson.
- [Schelkunoff 1952] S.A.Schelkunoff, 1952, Antennas : theory and practice, New York, Wiley.

- [Schuster 2001] G.T. Schuster, Theory of daylight/interferometric imaging : Tutorial : 63rd Conference and Technical Exhibition, EAGE, Extended Abstracts.
- [Schneider 1978] W. Schneider, 1978, Integral formulation for migration in two and three dimension, *Geophysics*, **43**, 49-76.
- [Sens-Schönfelder and Wegler 2006] C. Sens-Schönfelder and U. Wegler, 2006, Passive image interferometry and seasonal variations of seismic velocities at Merapi Volcano, Indonesia : *Geophysical Research Letters*, **33**, L21302, 5 pp, doi :10.1029/2006GL027797.
- [Shan et Kailath 1985] T.H. Shan, T. Kailath, 1985, Adaptive beamforming for coherent signals and interference, *IEEE Transactions on Acoustics, Speech and Signal Processing*, **33**, 527-536.
- [Shapiro et Campillo 2004] N. M. Shapiro and M. Campillo, 2004, Emergence of broadband Rayleigh waves from correlation of the ambient seismic noise, *Geophysical research Letters*, **31**, L07614-1 - L07614-4.
- [Shapiro et al. 2005] N. M. Shapiro, M. Campillo, L. Stehly, M. H. Ritzwoller¹, 2005, High-Resolution Surface-Wave Tomography from Ambient Seismic Noise *Science*, **307**, 1615-1618.
- [Snieder et al. 2002] R. Snieder, A. Grêt, H. Douma and J. Scales, 2002, Coda wave interferometry for estimating nonlinear behavior in seismic velocity : *Science*, **295**, 2253-2255.
- [Snieder 2004] R. Snieder, 2004, Extracting the Green's function from the correlation of coda waves : A derivation based on stationary phase, *Physical Review*, **69**.
- [Soubaras 1994] R. Soubaras, 1994, Signal-preserving random noise attenuation by the f-x projection, 64th Annual International Meeting, SEG Expanded Abstracts, 1576-1579.
- [Spitz 1991] S. Spitz, Seismic trace interpolation in the f-x domain, *Geophysics*, **56**, 785-794.
- [Swindlehurst et Kailath 1992] A.L. Swindlehurst et T. Kailath, 1992, A performance analysis of subspace based methods in presence of model errors part I : the MUSIC algorithm, *IEEE Transactions on signal processing*, **40**(7).
- [Tarantola 1987] A. Tarantola, 1987, *Inverse Problem Theory*, Elsevier.
- [Tas et Latombe 1986] I. Tas et C. Latombe, 1986, Détections multiples par les valeurs propres de la matrice spectrale, *Traitement du Signal* **3**(2).
- [Tas et Lacoume, 1989] I. Tas et J.L. Lacoume, 1989, Performance des lissages spatio-fréquentiels pour l'identification des sources corrélées. 12^{ème} colloque GRETSI.
- [Terada and Tsuboi 1927] T. Terada and C. Tsuboi, 1927, Experimental Studies on Elastic Waves, Reprinted in *Seismic Physical Modeling from Bulletin of the Earthquake Research Institute*, **3**, 55-65 with permission of University of Tokyo Geophysic reprint series 1994, **15**, 56-66.
- [Van Veen et Buckley 1988] B. D. Van Veen et K.M. Buckley, 1988, Beamforming : a versatile approach to spatial filtering, *IEEE ASSP Magazine*.
- [Vermeer 2008] G. J.O. Vermeer, 2008, Alternative strategies for tackling scattered noise, 78th Annual International Meeting, SEG, Expanded Abstracts
- [Wapenaar et al. 2010] K. Wapenaar, D. Draganov, R. Snieder, X. Campman and A. Verdel, 2010, Tutorial on seismic Interferometry - Part I, *Geophysics*, **75**(5), 195-209.

- [Weber et al. 1996] M. Weber, J.-P. Davis, C. Thomas, F. Krüger, F. Scherbaum, J. Schlittenhardt, and M. Kornig, 1996, The structure of the lowermost mantle as determined from using seismic arrays, *Seismic Modeling of the Earth's Structure*, 399-442, Edited by E. Boschi, G. Ekström, and A. Morelli, Instit. Nazionale di Geophys., Rome.
- [Wegler and Sens-Schönfelder 2007] U. Wegler, and C. Sens-Schönfelder, 2007, Fault zone monitoring with passive image interferometry : *Geophysical Journal International*, **168**, 1029-1033.
- [Wijk et Levshin 2004] K. van Wijk and A.L. Levshin, 2004, Surface wave dispersion from small vertical scatterers, *Geophysical research letters*, **31**
- [Yilmaz 1987] O. Yilmaz, 1987, *Seismic Data Processing - Vol. 1 and 2*.
- [Zheng et al. 2011] Y. Zheng, X. Fang, M. Fehler et D. Burns, 2011, Double-beam stacking to infer seismic properties of fractured reservoirs, SEG.